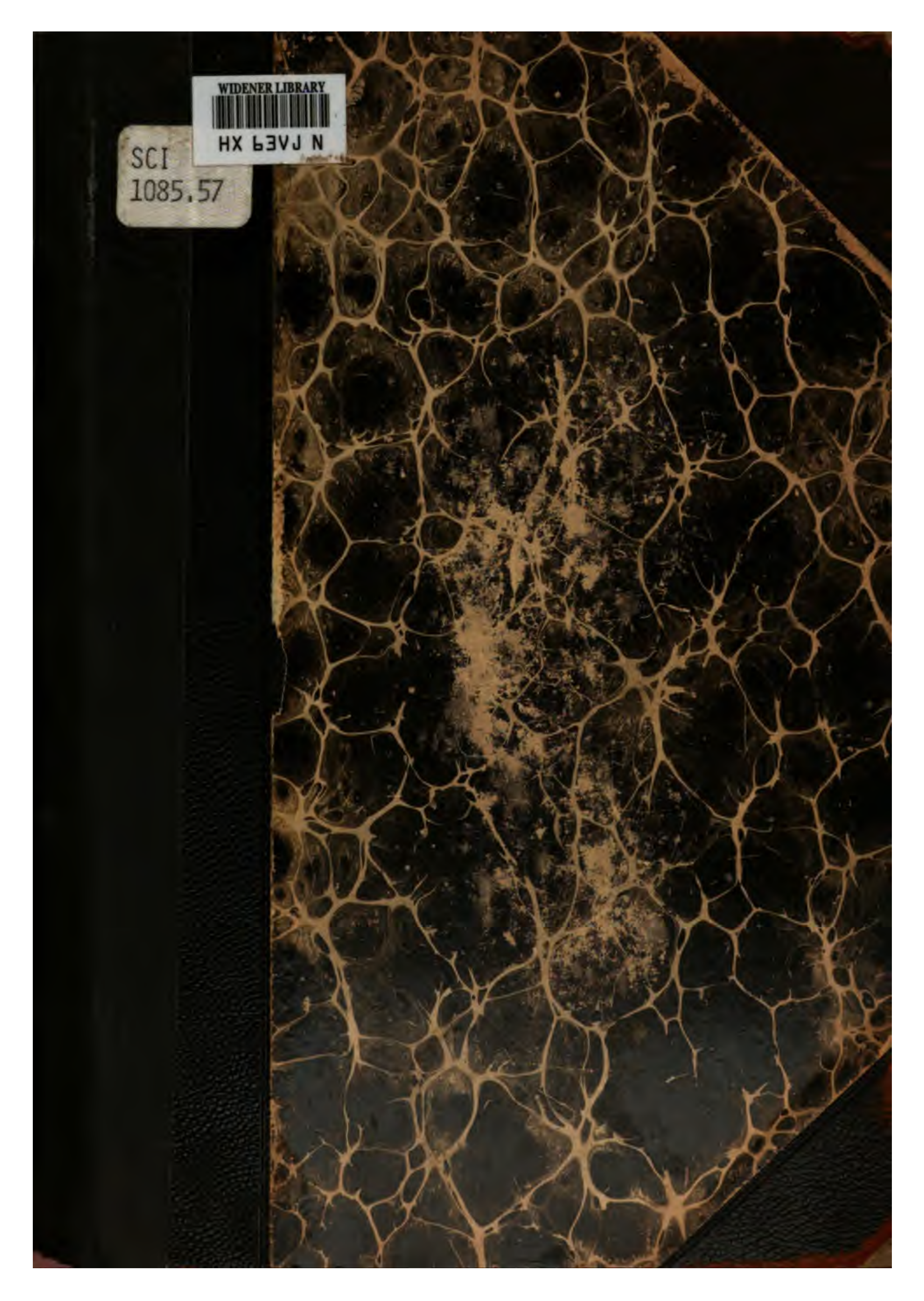

WIDENER LIBRARY
HX 63VJ N
SCI
1085.57



Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

im Jahre 1907

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

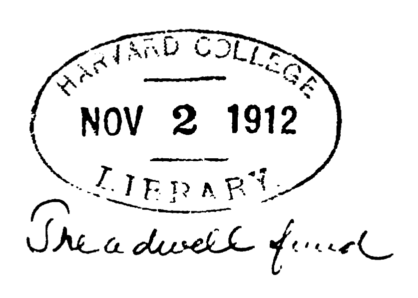
der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Fünfter Jahrgang

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907


HARVARD COLLEGE
NOV 2 1912
LIBRARY


HARVARD COLLEGE
LIBRARY

Inhalt*).

Seite

*) An den durch die fett gedruckten Seitenzahlen bezeichneten Stellen finden sich ausführlichere Mitteilungen über den betreffenden Gegenstand.

Jahrg. 5 *Heft 1*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. | **15. Januar 1907.** | **Nr. 1.**

Sitzung vom 11. Januar 1907.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Vor dem Eintritt in die Tagesordnung gedenkt der Vorsitzende des schmerzlichen Verlustes, den die Gesellschaft am 19. Dezember v. J. durch den Tod ihres langjährigen Mitgliedes,

Dr. phil. Carl Liebenow,

erlitten hat. Der Verewigte, der ein Lebensalter von 53 Jahren erreichte, nahm, obwohl er in einem technischen Berufe tätig war, auch an der Behandlung rein wissenschaftlicher Fragen unausgesetzt regen Anteil. Von den Resultaten seiner Forschungen, die er unserer Gesellschaft mitgeteilt hat, ist besonders hervorzuheben eine im Frühjahr 1899 veröffentlichte thermodynamische Theorie der elektromotorischen Kraft von Thermoketten, die zu auffallend einfachen und mit der Erfahrung ziemlich gut übereinstimmenden Formeln führt, wenngleich deren eigentliche Bedeutung auch heute noch nicht vollständig aufgeklärt ist.

Die Anwesenden ehren das Andenken an den Dahingeschiedenen durch Erheben von den Sitzen.

Hr. **Karl Scheel** trägt vor über:

Versuche über die Ausdehnung fester Körper, insbesondere von Quarz in Richtung der Hauptachse, Platin, Palladium und Quarzglas bei der Temperatur der flüssigen Luft

und berichtet ferner über eine:

Bestimmung der Brechungsexponenten von Gasen bei Zimmertemperatur und bei der Temperatur der flüssigen Luft.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Ingenieur MARTIN WINKLER, Berlin N. 58, Gleimstr. 36.
(Vorgeschlagen durch Hrn. A. WEHNELT.)

Hr. cand. phil. HANDKE, Assistent am physikalischen Institut der Handelshochschule, Berlin N. 37, Lottumstr. 12.

Hr. LEPPIN, in Firma LEPPIN u. MASCHE, Berlin SO. 16, Engelufer 17.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. F. MARTENS.)

Hr. stud. phil. AUGUST GEHRTS, Charlottenburg 2, Pestalozzistr. 98.
(Vorgeschlagen durch Hrn. EDGAR MEYER.)

Hr. Dr. HARRY DEMBER, Assistent am physikalischen Institut der Technischen Hochschule in Dresden.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. POHL.)

Hr. cand. phil. FELIX JENTSCH, Berlin W. 50, Eislebenerstr. 14.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. IKLÉ.)

Versuche über die Ausdehnung fester Körper, insbesondere von Quarz in Richtung der Hauptachse, Platin, Palladium und Quarzglas bei der Temperatur der flüssigen Luft;

von Karl Scheel.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 11. Januar 1907.)

(Vgl. oben S. 2.)

Bestimmungen der absoluten Ausdehnung fester Körper bis zur Temperatur der flüssigen Luft sind bisher nur in zwei Fällen [1]) versucht worden. Die eine dieser Bestimmungen wurde von Kamerlingh Onnes und Heuse [2]) nach der Komparatormethode an Stäben aus Jenaer und Thüringer Glas durchgeführt. Die Schwierigkeiten, welche der Anwendung dieser Methode auf tiefe Temperaturen entgegenstehen, suchten die Beobachter dadurch zu umgehen, daß sie die Stäbe mit den Enden aus dem Kältebade herausragen ließen und den Abfall der Temperatur dieser Enden gesondert ermittelten und in Rechnung stellten. Ein solches Verfahren ist aber umständlich und wegen der notwendigen Annahmen nicht immer ausführbar.

Es lag darum nahe, für die in Frage stehende Untersuchung die Fizeausche Methode nutzbar zu machen. Während nach dieser Richtung in der Reichsanstalt bereits Vorversuche im Gange waren, erschienen über diesen Gegenstand zwei Arbeiten von

---

[1]) Versuche von James Dewar, Proc. Roy. Soc. 70, 237—246, 1902, welcher die Ausdehnung verschiedener chemischer Körper durch Wägung in flüssiger Luft bestimmte, sind hier nicht näher besprochen.

[2]) H. Kamerlingh Onnes und W. Heuse, Comm. from the Phys. Lab. Leiden, Nr. 85, 15 S. Proc. Amsterdam 7, 674—684, 1903. Translated from: Versl. Amsterdam 1903, 212—223. In einer nach Niederschrift dieser Mitteilung erschienenen Arbeit von H. Kamerlingh Onnes und J. Clay, Comm. from the Phys. Lab. Leiden, Nr. 95 b, S. 27—36, 1906, werden Versuche über die Ausdehnung von Platin veröffentlicht, welche in der gleichen Weise angestellt sind, wie die Versuche an Jenaer und Thüringer Glas (vgl. weiter unten).

AYRES [1]) und von SHEARER [2]), welche beide im unmittelbaren Zusammenhang miteinander stehen. AYRES bestimmte die Höhenänderung zweier Ringe aus Silber und Aluminium in einem mit der atmosphärischen Luft kommunizierenden Abkühlungsgefäße bis zur Temperatur der flüssigen Luft nach der FIZEAUschen Methode unter der Annahme, daß der Satz vom konstanten Refraktionsvermögen ebenfalls bis zu dieser Temperatur gültig sei, wenn man, was in der folgenden im gleichen Heft dieser Verhandlungen erscheinenden Mitteilung als unzulässig nachgewiesen wird, die Dichte der Luft bei tiefer Temperatur mit dem Ausdehnungskoeffizienten bei gewöhnlicher Temperatur berechnet. Aber auch abgesehen hiervon sind die Versuche von AYRES nicht als abgeschlossen zu betrachten.

Die prinzipielle Lücke, welche die Versuche von AYRES aufweisen, will SHEARER dadurch ausfüllen, daß er mit den von diesem benutzten Ringen aus Silber und Aluminium korrespondierende Beobachtungen im lufterfüllten und bis auf 5 mm Druck evakuierten Raume anstellt. Er kommt dabei zu dem Resultate, daß die von AYRES angenommene Gültigkeit des Satzes vom konstanten Refraktionsvermögen — natürlich wieder bei gleicher Art der Berechnung der Luftdichte wie dort — wirklich statthat. Dies Resultat in Verbindung mit den Ergebnissen der weiter unten abgedruckten Mitteilung rechtfertigt den Schluß, daß die Beobachtungen von AYRES und von SHEARER nur auf eine mäßige Genauigkeit Anspruch machen können.

Die Untersuchungen über die Ausdehnung fester Körper bei tiefer Temperatur, über welche im folgenden kurz berichtet werden soll, bilden die Fortsetzung schon früher veröffentlichter Messungen [3]) zwischen Zimmertemperatur und 100° C. Bei ihnen konnte die damals benutzte Anordnung zum Teil beibehalten werden. Namentlich diente auch bei den vorliegenden Beobachtungen der senkrecht zur Achse geschliffene Ring aus Bergkristall [4]) zusammen

[1]) H. D. AYRES, Phys. Rev. 20, 38—51, 1905.

[2]) J. S. SHEARER, ebenda, S. 52—53.

[3]) KARL SCHEEL, Ann. d. Phys. (4) 9, 837—853, 1902; Verh. d. D. Phys. Ges. 5, 119—123, 1903; Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanst. 4, 33—60, 1904.

[4]) Die Einführung des senkrecht zur Achse geschliffenen Ringes aus Bergkristall rührt von PULFRICH her; vgl. dazu C. PULFRICH, ZS. f. Instrkde. 13, 365—380, 401—416, 437—456, 1893 und ZS. f. Krist. 31, 372—382, 1899.

mit der zugehörigen Boden- und Deckplatte wieder als Normalkörper. Dagegen mußte das Abkühlungsgefäß gegenüber dem früheren Erhitzungsgefäße vollständig umgestaltet werden, wie weiter unten beschrieben werden wird.

Während die Versuche über die Ausdehnung von Platin, Palladium und Quarzglas (amorphem Quarz) relativ zum Normalkörper aus Bergkristall sich verhältnismäßig leicht erledigten, boten die absoluten Messungen am Normalkörper die schon oben gelegentlich der Versuche von AYRES und SHEARER erwähnten Schwierigkeiten, daß hier die Korrektion wegen der optischen Veränderung des inmitten des Ringes befindlichen Luftraumes unsicher wurde. Wesentlich besser gestalteten sich die Versuchsbedingungen, als man die Luft, die sich ja immerhin schon nahe an ihrem Kondensationspunkte befand, durch Zuführung von Wasserstoff aus dem Abkühlungsgefäße gänzlich verdrängte und damit die erwähnte Korrektion nicht nur auf etwa die Hälfte ihres zuvorigen Betrages herabdrückte, sondern auch erheblich an Sicherheit gewinnen ließ. Völlig zuverlässige Werte für die Ausdehnung des Ringes aus Bergkristall wurden aber erst erreicht, als man das Abkühlungsgefäß derart umgestaltete, daß es auch zu Versuchen im Vakuum brauchbar wurde.

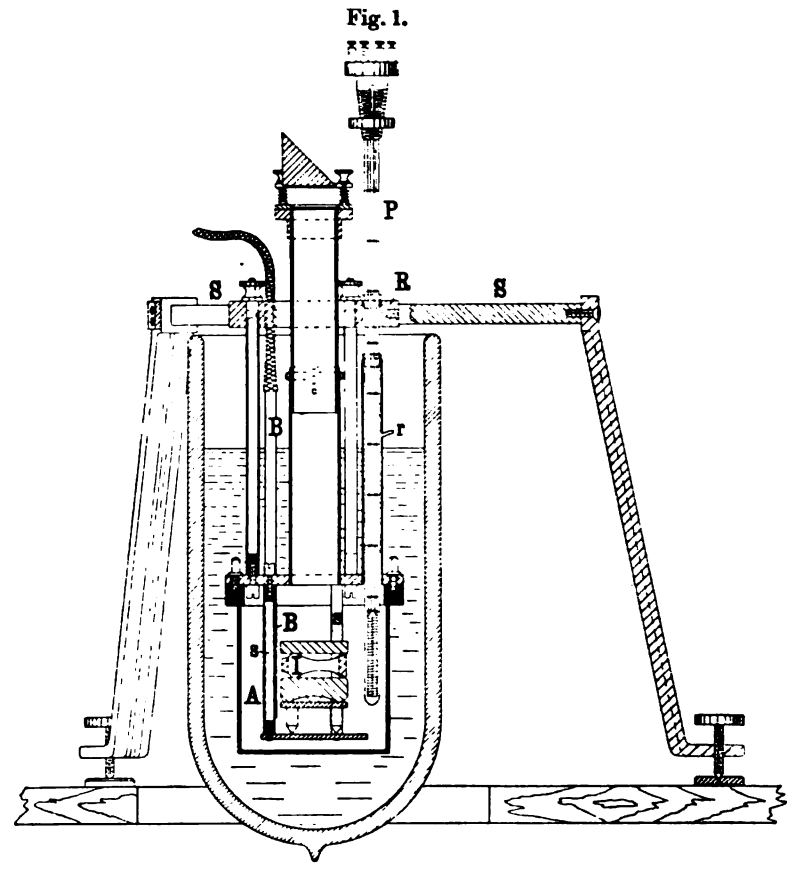
Es wurde schon in der früheren Veröffentlichung bemerkt, daß die Beobachtungen an dem Ringe aus Bergkristall, auch abgesehen von dem augenblicklichen Zwecke, einiges Interesse beanspruchen dürfen. Aus diesem Grunde wurde die Gelegenheit benutzt, auch an einem zweiten Exemplar eines Ringes aus Bergkristall von anderen Abmessungen, welchen die Firma CARL ZEISS in Jena freundlichst leihweise zur Verfügung gestellt hatte, die Höhenänderung bei Abkühlung auf die Temperatur der flüssigen Luft zu bestimmen und damit einen Anhalt darüber zu gewinnen, wieweit der Ausdehnungskoeffizient des Bergkristalls eine Konstante des Materials ist.

1. Die Abkühlungsgefäße.

Für die Konstruktion des Erhitzungsgefäßes bei den früheren Versuchen war der Gedanke maßgebend, einen Hohlraum, der zur Aufnahme des Interferenzapparates diente, allseitig vom

Dampfe umströmen zu lassen; außer einer für die Zwecke der Untersuchungen vollkommen ausreichenden Temperaturkonstanz im Innern des Hohlraumes konnte hierdurch eine sehr kompendiöse Form der Anordnung erreicht werden, die nicht unwesentlich zur Vereinfachung der übrigen Versuchsbedingungen beitrug.

Fig. 1.



Nach ähnlichen Gesichtspunkten wurde auch bei den vorliegenden Versuchen verfahren. Das Abkühlungsgefäß *A* in seiner ersten Form (Fig. 1), welches dazu bestimmt ist, vollkommen in flüssige Luft unterzutauchen, ist mit drei Messingröhren an einem von drei Streben *S* gehaltenen Messingringe *R* innerhalb eines starken eisernen Dreifußes aufgehängt. Es besteht aus einem

zylinderförmigen Messinggefäß von 10 cm Höhe und 9 cm Durchmesser, und zwar bildet der Zylindermantel mit dem Zylinderboden ein einheitliches kappenförmiges Stück mit verdicktem oberen Rande, welches von unten her gegen den oberen Boden herangeschoben und mit diesem durch acht Schrauben flüssigkeitsdicht verbunden werden kann. An dem oberen Boden des Abkühlungsgefäßes hängt mittels dreier Messingsäulchen *s* eine Plattform, auf welcher in der aus der früheren Veröffentlichung bekannten Weise der aus Bergkristall bestehende Interferenzapparat *I* mit Zwischenschaltung eines Dreifüßchens aufgebaut ist. Auf diese Weise ist es möglich, zunächst an dem Interferenzapparat alle nötigen Justierungen vorzunehmen und erst dann durch Überziehen und Verschrauben der Kappe das Innere des Abkühlungsgefäßes gegen die Umgebung abzuschließen.

In der Mitte des oberen Bodens des Abkühlungsgefäßes ist ein 3 cm weites und 12 cm langes Messingrohr aufgesetzt, durch welches das Licht von oben her zum Interferenzapparat tritt und nach Reflexion an den spiegelnden Quarzflächen wieder zum Beobachtungsrohr zurückgeleitet wird. Das Messingrohr setzt sich nach oben hin in ein 9 cm langes, durch eine Glasplatte abgedecktes Glasrohr fort, welches unten durch schwache Klemmung mit Tuchzwischenlage in dem Messingrohr gehalten wird und oben auf einer aufgekitteten Fassung ähnlich wie früher drehbar das allseitig justierbare totalreflektierende Prisma trägt. Die Zwischenschaltung des Glasrohres ist erfolgt, um eine allzu starke Abkühlung des Prismas durch Wärmeleitung und ein infolge davon eintretendes Beschlagen zu verhindern.

Zur Messung der Temperatur dient ein Platinwiderstandsthermometer *P*, welches von oben her durch ein besonderes Messingrohr in das Innere des Abkühlungsgefäßes eingeführt ist, so daß sich der Widerstandsdraht unmittelbar neben dem Interferenzapparat befindet. Der zu messende Widerstand wird durch Vergleichung mit einem Normalwiderstand aus Spannungsbeobachtungen gefunden. — Das Platinwiderstandsthermometer wurde mehrfach an ein Normal der Reichsanstalt angeschlossen und durch den Eispunkt in seiner Konstanz kontrolliert.

Um Niederschläge des Wasserdampfes der Luft auf den Quarzflächen des Interferenzapparates zu vermeiden, war Sorge

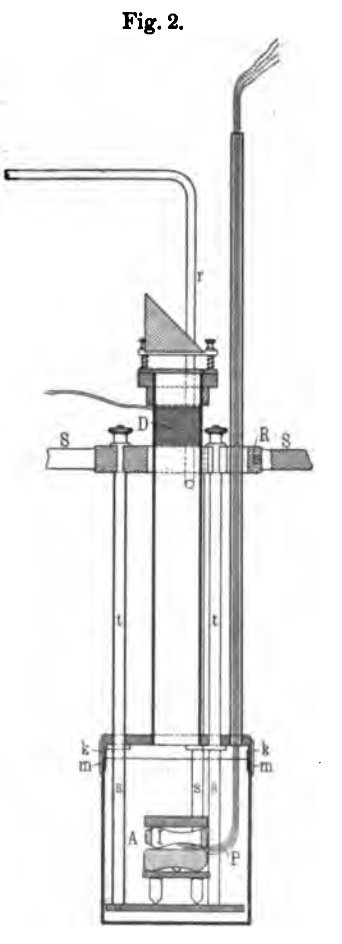
getragen, das Abkühlungsgefäß vor der Abkühlung mit trockener Luft füllen zu können. Zu diesem Zwecke wurde Luft, die ein 1 m langes mit Phosphorsäure teilweise angefülltes Trockenrohr passiert hatte, durch ein bis nahe auf den Boden des Gefäßes reichendes Rohr B in dieses eingeführt. Zum Austritt stand der Luft ein Röhrchen r zur Verfügung, welches an das Thermometer seitlich angesetzt war.

Anstatt trockener Luft wurde bei den relativen Versuchen trockener Wasserstoff verwendet, welchen man den im Handel erhältlichen Stahlflaschen entnahm und in langsamem Strome während der ganzen Dauer der Beobachtung durch das Abkühlungsgefäß hindurchgehen ließ. Wennschon bei den relativen Versuchen der Luftzwischenraum selbst und damit die von seiner optischen Veränderung bei Temperaturänderung herrührende Korrektion nur klein ist, so bietet doch Wasserstoff, wie schon oben ausgeführt, vor atmosphärischer Luft den Vorzug größerer Sicherheit in der Ermittelung dieser Korrektion. Seine Verwendung ist aber noch aus einem weiteren Grunde vorteilhaft. Kühlt man nämlich den Apparat mit Luft- oder Stickstofffüllung ab, so kann die Wanderung der Interferenzstreifen nur während kurzer Dauer beobachtet werden; bald geraten mit fortschreitender Abkühlung die anfangs ruhigen Streifen in ein immer stärker werdendes Zittern, welches die Identifizierung der einzelnen Streifen unmöglich macht, und erst, wenn der Interferenzapparat die tiefe Temperatur angenommen hat, erscheint auch das Streifensystem wieder in vollkommener Reinheit. Aus diesem zeitweiligen Verschwinden der Streifen resultiert aber, falls man nicht über eine größere Menge von Spektrallinien verfügt, hinsichtlich der Anzahl der ganzen durchgewanderten Streifenintervalle eine manchmal unangenehm empfundene Unsicherheit. — Anders bei einer Füllung des Abkühlungsgefäßes mit Wasserstoff. Wohl dank der besseren Wärmeleitfähigkeit des Wasserstoffs bleibt hier das Streifensystem während der ganzen Dauer der Abkühlung deutlich sichtbar.

Aus den schon im Eingange dieser Mitteilung dargelegten Gründen erschien es notwendig, das soeben skizzierte Abkühlungsgefäß, welches der atmosphärischen Luft von oben her freien Zutritt gestattete, so umzubauen, daß Beobachtungen im luftleeren Raume möglich wurden. Die neue Form des Abkühlungsgefäßes

ist in Fig. 2 wiedergegeben; sie ähnelt äußerlich der alten Form und ist wie diese im gleichen Messingring *R* innerhalb des eisernen Dreifußes (vgl. Fig. 1) montiert. Anstatt des in der Mitte des Abkühlungsgefäßes aufgesetzten 12 cm langen Messingrohres mit folgendem Glasansatz tritt aber hier ein in der ganzen Länge aus Messing bestehendes Rohr, welches oben eine Kappe mit eingedrehten Lägern für die den Apparat abschließende Glasplatte und die Fassung des totalreflektierenden Prismas trug. Die Glasplatte war mit Siegellack luftdicht eingekittet, und, um das Abspringen der Kittung und das Beschlagen der Glasflächen zufolge der nach oben fortschreitenden Abkühlung des Messingrohres zu verhindern, war auf den oberen Teil dieses Rohres eine Drahtspule *D* aufgewickelt, welche elektrisch soweit erhitzt wurde, daß der Kopf des Apparates dauernd handwarm blieb.

Fig. 2.



Da es nicht möglich erschien, das Glas-Umhüllungsrohr des Platinwiderstandsthermometers *P* dauernd luftdicht in das zu seiner Aufnahme dienende Messingrohr einzukitten, wurde ein neues Platinthermometer hergestellt, bei welchem das Umhüllungsrohr fortblieb, und dessen vier isolierte Zuleitungsdrähte frei durch das jetzt wesentlich verengte Messingrohr durchgezogen und in dieses luftdicht mit Siegellack eingekittet wurden. Das Röhrchen *r* wurde gleichzeitig an das mittlere Messingrohr versetzt und, da sich ein Hindurchleiten von Gas durch den Apparat erübrigte, das Zuleitungsrohr *B* entfernt. Der Rohrstutzen *r* vermittelte somit allein die Verbindung zur Quecksilberpumpe bzw. zum Gasreservoir. Auch die die Plattform tragenden Röhrchen *s*

wurden mit den das Abkühlungsgefäß im Ringe R haltenden Rohren t zu durchgehenden Stücken vereinigt.

Der Widerstandsdraht des Platinthermometers wurde bei dieser neuen Anordnung nicht wie üblich auf ein Glimmerkreuz, sondern auf ein Glimmerviereck aufgewickelt, welches nur so hoch war, daß es noch in den Hohlzylinder I aus Bergkristall hineinpaßte und die Mitte für den Strahlengang bzw. für zwischenzustellende Körper bei späteren relativen Messungen freiließ. — Bei den Messungen mit dem wesentlich niedrigeren und engeren Hohlzylinder aus Bergkristall von der Firma Carl Zeiss in Jena wurde das Glimmerviereck mit dem Platinwiderstand unterhalb des Interferenzapparates angeordnet. Auch dies neue Platinthermometer wurde wiederholt an ein Normal der Reichsanstalt angeschlossen. Eine Veränderung desselben hat sich bisher nicht ergeben.

Die wesentlichste Veränderung des Abkühlungsgefäßes betraf endlich den Verschluß zwischen der Kappe und dem oberen Boden. Da sich der Schraubverschluß, der bei gewöhnlicher Temperatur luftdicht war, doch beim Übergang auf tiefe Temperatur soweit lockerte, daß langsam flüssige Luft ins Innere des Gefäßes hindurchsickerte, so blieb nur übrig, an seine Stelle eine Lötung treten zu lassen, welche so beschaffen sein mußte, daß sie weder beim Anbringen noch beim Lösen eine Erschütterung des justierten Apparates bedingte und daß lokale Erwärmungen des Apparates möglichst vermieden wurden. Diesen Forderungen wurde die folgende Anordnung gerecht: Der verdickte Rand der Kappe wurde beseitigt und an den oberen Boden des Abkühlungsgefäßes ein Rand k vom gleichen Durchmesser der Kappe hart angelötet. War nun der Interferenzapparat fertig justiert, so wurde die Kappe bis zur Berührung gegen den Rand geführt und ringsherum, nach Art des Verschlusses der Sardinenbüchsen, ein Messingstreifen m gelötet, welcher bei Beendigung der Versuche einfach mit der Zange abgedreht wurde. — Um das Auftreten von Säuredämpfen im Innern des Abkühlungsgefäßes infolge der Lötung zu vermeiden, wurde einmal Lötwasser nur in außerordentlich geringen Quantitäten benutzt, ferner aber wurde die Kappe vor der Lötung innen mit einem hohen Rande versehen und der Zwischenraum zwischen diesem Rande und dem bereits an der Kappe an-

gehefteten Verschlußstreifen mit einer Asbestpackung teilweise ausgefüllt.

Die Abkühlung der beiden beschriebenen Apparate erfolgte in einem 32 cm tiefen und nahezu 13 cm weiten zylindrischen Vakuummantelgefäß (Fig. 1), welches, sowohl um die Hantierung mit ihm zu erleichtern, als auch um den Beobachter im Falle der Zertrümmerung des Gefäßes zu schützen, fast vollkommen in ein Holzgefäß eingebaut war. Das Vakuummantelgefäß wurde zunächst leer von unten her über den Apparat geschoben und in seiner Lage fixiert. Erst dann begann man das Gefäß mit flüssiger Luft zu füllen, anfangs langsam, später in schnellerem Tempo, bis nach etwa einer halben Stunde der Flüssigkeitsspiegel 10 bis 12 cm über dem oberen Boden des Abkühlungsgefäßes stand. Inzwischen zählte man die im Gesichtsfelde bei der Abkühlung vorüberwandernden Interferenzstreifen, welche nach ein bis zwei Stunden vollständig zur Ruhe kamen und während einer wenigstens eine halbe Stunde dauernden Periode ihre Lage nicht mehr änderten. Während dieser selben Periode blieben auch die Angaben des Platinthermometers auf weniger als 0,1° konstant, so daß angenommen werden darf, daß während dieser zu den eigentlichen Beobachtungen benutzten Zeit auch der Interferenzapparat die vom Platinthermometer angezeigte Temperatur hatte. Später trat, entsprechend der sich ändernden Zusammensetzung der flüssigen Luft, ein langsamer Anstieg der Temperatur und demzufolge eine fortschreitende Lagenänderung des Streifensystems ein, die durch Nachfüllen von flüssiger Luft teilweise rückgängig gemacht werden konnte.

Der Verbrauch an flüssiger Luft war über Erwarten gering; er betrug bis zum Ende eines Versuches 4 bis 5 Liter, wovon 2 Liter noch nachträglich zu anderen Versuchen benutzt werden konnten. Ein erheblicher Teil dieses Verbrauchs ist den sechs bzw. fünf Messingrohren zuzuschreiben, welche die Oberfläche der flüssigen Luft durchsetzten, und den außerhalb und innerhalb der Flüssigkeit befindlichen großen Metallmassen, von denen die oben erwähnte Kappe des Abkühlungsgefäßes in seiner ersten Ausführungsform allein ein Gewicht von 600 g hatte.

2. Die Ausdehnung des Quarzringes der Reichsanstalt.

Die Versuche wurden ähnlich wie früher in der Weise angestellt, daß eine Beobachtung bei der Temperatur der flüssigen Luft durch zwei Beobachtungen bei Zimmertemperatur eingeschlossen wurde, um über mögliche dauernde Verschiebungen, die während des Abkühlens und Wiedererwärmens eingetreten waren, oder auch über etwaige thermische Nachwirkungen Aufschluß zu erhalten. Tatsächlich sind solche Verschiebungen oder Nachwirkungen über die Grenzen der Beobachtungsfehler hinaus nicht beobachtet worden. Zu diesem günstigen Resultate trug, soweit es die mechanischen Verschiebungen betrifft, wohl wesentlich bei, daß, wie bei den früheren Versuchen, oberhalb Zimmertemperatur der Interferenzapparat mit einem ringförmigen Gewicht von etwa 150 g beschwert wurde.

Das für die Versuche im Abkühlungsgefäße benötigte Vakuum wurde mit Hilfe einer Quecksilber-Fallpumpe hergestellt und die Beobachtungen erst dann begonnen, wenn man sicher sein durfte, daß eine Verdünnung von der Ordnung von wenigen Hundertstelmillimetern im wesentlichen erreicht war.

Die Lage des als feste Marke dienenden Silberscheibchens auf der Quarzdeckplatte relativ zu den benachbarten Interferenzstreifen wurde wie früher nach Möglichkeit mikrometrisch bestimmt, doch begnügte man sich auch in einigen Fällen mit einer bloßen Schätzung, namentlich im äußersten Rot und äußersten Violett, wo das mikrometrische Einstellen infolge der Dunkelheit des Interferenzbildes unmöglich wurde.

Die Anzahl der ganzen durch das Gesichtsfeld gewanderten Streifenintervalle wurde beim Abkühlen tunlichst durch direktes Zählen in einer Spektralfarbe bestimmt. Da aber diese Methode häufig versagte, so mußte man darauf bedacht sein, die ABBEsche Methode [1]) der Ermittelung dieser Anzahl durch Beobachtung in

[1]) Die Methode, die Anzahl der ganzen durch das Gesichtsfeld gewanderten Streifenabstände aus den Messungen der Bruchteile in mehreren Wellenlängen rechnerisch zu erschließen, rührt von ABBE her (vgl. G. WEIDMANN, Wied. Ann. **38**, 453—484, 1889 und C. PULFRICH, ZS. f. Instrkde. **13**, 365 und 369, 1893). Die Methode ist dann aufs neue, ohne Nennung von ABBEs Namen, von RENÉ BENOIT, Journ. d. phys. (3) 7, 57—68, 1898 beschrieben worden. In den beiden seitdem erschienenen Spezialwerken: J. MACÉ DE

mehreren Spektralfarben dem vorliegenden Zwecke nutzbar zu machen. Hierfür gewährten aber die früher ausschließlich für die absoluten Messungen benutzten Quecksilberlinien nicht genügende Sicherheit. Es wurde darum die seither verwendete Wasserstoff-Spektralröhre durch eine ebensolche mit Helium gefüllte ersetzt, welche, wie früher die Wasserstoffröhre, einen Tropfen Quecksilber enthielt. Durch die gleichzeitige Verwendbarkeit der meisten Helium- und Quecksilberlinien erzielte man auf diese Weise einen für alle Fälle genügenden Linienreichtum. Bei den Messungen mit dem Quarzring der Reichsanstalt, wie auch mit dem Quarzring der Firma ZEISS und den relativen Messungen konnten insgesamt Linien mit folgenden halben Wellenlängen zur Beobachtung benutzt werden.

Helium	Quecksilber	Wasserstoff
$\lambda/2 = 0{,}3528\,\mu$	$\lambda/2 = 0{,}3076\,\mu$	$\lambda/2 = 0{,}3281$
0,3338	0,2890 (Mittel)	0,2431
0,2938	0,2730	
0,2524	0,2179	
0,2508		
0,2461		
0,2356		
0,2236		

Wie weit die Messungen in den verschiedenen Spektralfarben übereinstimmende Werte ergeben, möge aus der folgenden kleinen Tabelle als Beispiel entnommen werden.

Die Tabelle enthält in der ersten Spalte die halbe benutzte Wellenlänge, in der zweiten die beobachtete Streifenverschiebung und in der dritten die durch Multiplikation beider sich ergebende Ausdehnung des Quarzringes. Die Zahlen der dritten Spalte sollten für alle Spektralfarben einen konstanten Wert ergeben; wie weit diese Forderung erfüllt ist, zeigen die Zahlen der letzten

LÉPINAY, Franges d'interférence et leurs applications métrologiques, Paris, Gauthier-Villars, 1902 (Sammlung: Scientia Nr. 14), S. 60—61 und E. GEHRCKE, Die Anwendung der Interferenzen in der Spektroskopie und Metrologie, Braunschweig, Friedr. Vieweg & Sohn, 1906 (Sammlung: Die Wissenschaft, Heft 17), S. 134—136, wird nur die letztgenannte Veröffentlichung zitiert, ohne der Priorität ABBES zu gedenken.

Ausdehnung des Quarzringes der Reichsanstalt, 2. Reihe, zwischen — 190,02 bis + 16°.

$\lambda/2$	in $\lambda/2$	in μ	$B-M$ in μ
0,3528 μ	44,311	15,633	+ 0,003
0,3076	50,746	15,609	— 0,021
0,2890	54,053	15,621	— 0,009
0,2730	57,237	15,626	— 0,004
0,2524	61,953	15,637	+ 0,007
0,2508	62,355	15,639	+ 0,009
0,2461	63,527	15,634	+ 0,004
0,2356	66,341	15,630	0,000
0,2179	71,777	15,640	+ 0,010
Mittel	—	15,630	—

Spalte, welche die Abweichung vom Mittel im Sinne: Beobachtung —Mittel darstellen.

Die Beobachtungen bei Zimmertemperatur sind mit der in der früheren Veröffentlichung abgeleiteten Formel für die Ausdehnung des Quarzringes zwischen Zimmertemperatur und 100° auf runde Temperaturen reduziert und die so erhaltenen Werte vor und nach je einer Abkühlung gemittelt und aus den Mittelwerten und den Beobachtungen bei der zwischenliegenden tiefen Temperatur die Differenzen gebildet. Verfährt man mit den letzteren wie in obigem Beispiel, so erhält man aus den einzelnen Reihen folgende Werte für die Ausdehnung des Quarzringes der Reichsanstalt:

						$B-R$
zwischen	— 188,99°	und	+ 16°	. . .	15,621 μ	+ 0,011 μ
„	— 190,02	„	+ 16	. . .	15,630	— 0,028
„	— 191,90	„	+ 16	. . .	15,714	— 0,030
„	— 188,43	„	+ 16	. . .	15,583	— 0,001
„	— 187,25	„	+ 16	. . .	15,538	+ 0,009
„	— 189,85	„	+ 16	. . .	15,689	+ 0,039

Vereinigt man diese Einzelresultate und kombiniert sie mit den Ergebnissen der früheren Untersuchung, wonach die Ausdehnung des gleichen Quarzringes zwischen

+ 16° und + 56° . . . 4,509 μ
+ 16 „ + 100 . . . 9,908

betrug, so läßt sich mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate für die Ausdehnung des Quarzringes zwischen etwa — 190° und + 100° folgende quadratische Form

$$0{,}101\,29 \,.\, t + 0{,}000\,145\,3 \,.\, t^2$$

herleiten, nach welcher wieder die oben neben den Einzelresultaten unter „$B - R$" aufgeführten übrigbleibenden Fehler berechnet sind. Daraus ergibt sich der wahrscheinliche Fehler eines Einzelresultates zu

$$r_B = \pm 0{,}017\,\mu,$$

sowie der wahrscheinliche Fehler des Schlußresultates für die Ausdehnung des Quarzringes zwischen etwa — 190 und + 16° zu

$$r_r = \pm 0{,}007\,\mu$$

entsprechend einer Temperaturunsicherheit von ± 0,15°.

Wie weit die neue Interpolationsformel auch die früheren Beobachtungen zwischen Zimmertemperatur und + 100° darstellt, ersieht man aus folgender kleiner Tabelle:

Intervall	Beobachtet	Berechnet	$B - R$
— 190 bis + 16°	15,657 μ	15,657 μ	0,000 μ
+ 16 „ + 56	4,509	4,470	+ 0,039
+ 16 „ + 100	9,908	9,924	— 0,016

Namentlich zwischen 16 und 56° ist die Abweichung des aus der Formel berechneten Wertes gegen den beobachteten größer, als es den Beobachtungsfehlern entspricht, man wird darum, wenn man nicht vorzieht, die Beobachtungsergebnisse durch eine dreigliederige Formel darzustellen, wie es am Schlusse dieser Mitteilung geschehen ist, das Verwendungsgebiet der neuen quadratischen Interpolationsformel auf das Intervall — 190 bis + 16° beschränken.

Durch Verbindung der Formel mit der gemessenen Höhe des Quarzringes bei 0° gleich 14,582 mm folgt somit allgemein die Ausdehnung des Quarzes in Richtung seiner Achse:

zwischen — 190 und + 16°:

$$l_t = l_0 (1 + 6{,}946 \,.\, 10^{-6} \,.\, t + 0{,}009\,96 \,.\, 10^{-6} \,.\, t^2) \quad . \quad . \quad 1)$$

während nach der früheren Untersuchung zwischen + 16 und + 100°:

$$l_t = l_0 (1 + 7{,}144 \,.\, 10^{-6} \,.\, t + 0{,}008\,15 \,.\, 10^{-6} \,.\, t^2) \quad . \quad . \quad 2)$$

gilt.

Es bietet ein Interesse; die Werte der Ausdehnung, aus beiden Formeln berechnet, miteinander zu vergleichen, wie es die folgende Tabelle darstellt:

Ausdehnung in μ pro 1 m.

Intervall	Neue Formel (1)	Alte Formel (2)
— 190 bis + 16°	1074	1179
+ 16 „ + 56	306	310
+ 16 „ + 100	681	680

Eine Extrapolation der für das Intervall + 16 bis + 100° abgeleiteten Formel würde also für das Intervall — 190 bis + 16° einen erheblich zu großen Wert gegeben haben. Das spiegelt sich auch in den Formeln selbst wieder, wonach nämlich bei Erweiterung des Beobachtungsintervalles nach unten hin das lineare Glied kleiner und das quadratische Glied entsprechend größer wird, oder mit anderen Worten, die Ausdehnungskurve zeigt sich nach unten hin stärker gekrümmt.

3. Die Ausdehnung des Zeissschen Quarzringes.

Der Zeisssche Quarzring ist vollkommen demjenigen der Reichsanstalt ähnlich, besitzt jedoch in allen seinen Teilen kleinere Abmessungen. Seine Höhe beträgt nur 9,997 mm. — Seine Ausdehnung wurde in zwei Beobachtungsreihen unter denselben äußeren Bedingungen wie diejenige des Quarzringes der Reichsanstalt im Vakuum bestimmt.

Bei der geringen Abweichung der direkten Beobachtungen bei Zimmertemperatur von 16° und dem nahezu gleichen thermischen Verhalten beider Quarzringe zwischen — 190 und + 16° wurde die Reduktion auf 16° beim betrachteten Quarzring mit denselben Konstanten wie beim Quarzring der Reichsanstalt, nur unter Berücksichtigung der verschiedenen Höhe beider ausgeführt.

Für die Ausdehnung des Zeissschen Quarzringes ergeben sich sonach folgende Werte:

zwischen — 192,08 und + 16° . . . 10,760 μ
„ — 192,00 „ + 16 . . . 10,746 μ.

Reduziert man mit den Konstanten des Quarzringes der Reichsanstalt auch die erstere Beobachtung auf die runde Temperatur, so wird die Ausdehnung:

zwischen — 192 und + 16°	. . .	10,758 μ
„ — 192 „ + 16	. . .	10,746
somit im Mittel	. . . .	10,752 μ.

Bezogen auf die Längeneinheit findet man, daß sich der Zeisssche Quarzring derart ausdehnt, daß 1 m von 0° bei Erwärmung von — 192 auf + 16° einen Längenzuwachs von

1075,5 μ

erfährt. Aus den Beobachtungen am Quarzring der Reichsanstalt ergibt sich im gleichen Falle eine Ausdehnung von

1080,0 μ.

Für das Material des Zeissschen Quarzringes ist somit zwischen — 192 und + 16° die Ausdehnung um 0,42 Proz. geringer, als für das Material des Quarzringes der Reichsanstalt.

4. Die Ausdehnung von Platin, Palladium und Quarzglas.

Nachdem einmal die absolute Ausdehnung des Quarzringes der Reichsanstalt gefunden war, bot es keine Schwierigkeit mehr, die Ausdehnung anderer Materialien relativ zu diesem Quarzring zu bestimmen und dann ihre eigene absolute Ausdehnung rechnerisch zu erschließen.

Als untersuchte Materialien dienten zunächst einige derjenigen, deren Verhalten zwischen Zimmertemperatur und 100° bereits in der früheren Mitteilung (l. c.) beschrieben ist. Sie wurden in Form niedriger Zylinder verwendet, deren Höhe nur sehr wenig von derjenigen des Quarzringes abwich, so daß ein Zwischenraum von nur geringer Dicke zwischen der eben geschliffenen Oberfläche des Versuchskörpers und der Quarzdeckplatte verblieb.

Die hier mitgeteilten Beobachtungen erfolgten noch in dem an erster Stelle beschriebenen Apparate in einer Wasserstoffatmosphäre. Außer den Quecksilberlinien wurden hauptsächlich die Wasserstofflinien zur Interferenz gebracht.

Die Umrechnung auf die runde Temperatur 16° wurde mit den aus der früheren Veröffentlichung bekannten Werten der Ausdehnung bei Zimmertemperatur vorgenommen.

Eine Korrektion für die optische Veränderung des Gaszwischenraumes, der, wie aus der früheren Veröffentlichung ersichtlich,

für den Platinzylinder . . . . . . nur 0,064 mm
„ „ Palladiumzylinder . . . . . „ 0,120 „
„ „ Quarzglaszylinder . . . . . „ 0,081 „

bei 0° betrug, konnte summarisch angebracht werden. Das ergibt sich aus der Überlegung, daß die zu erwartende Größe im vorliegenden Falle maximal gleich 0,046 μ ist und bei der Berechnung einer solchen Größe Luftdruckschwankungen von etwa $\pm$ 20 mm und Temperaturschwankungen von etwa $\pm$ 5° bei Zimmertemperatur und etwa $\pm$ 2° bei der Temperatur der flüssigen Luft außer Betracht bleiben können. Diese Grenze ist aber immer innegehalten worden.

a) Platin.

Das Material ist von der Firma HERÄUS zur Verfügung gestellt und ist als ein reines Platin zu bezeichnen.

Durchmesser des Zylinders etwa 13 mm; Höhe $l_0 = 14{,}518$ mm.

Für die relative Ausdehnung zwischen dem Platin- und dem Quarzkörper ergab sich aus den beiden Beobachtungsreihen

zwischen — 192,33 und + 16° . . . 8,334 μ
„ — 190,09 „ + 16 . . . 8,172 μ

oder, wenn man gemäß den obigen Berechnungen die Ausdehnung des Quarzringes innerhalb der Beobachtungstemperaturen nach S. 14 u. 15 dieser Mitteilung in Rechnung bringt, so folgen für die Ausdehnung des Platins allein die Werte, welche in der folgenden Tabelle unter „Beobachtet" eingetragen sind.

Ausdehnung des Platinkörpers.

Intervall	Beobachtet	Berechnet	$B-R$
— 192,33 bis + 16°	24,098 μ	24,084 μ	+ 0,014 μ
— 190,09 „ + 16	23,833	23,850	— 0,017
+ 16 „ + 56	5,195	5,158	+ 0,037
+ 16 „ + 100	11,014	11,029	— 0,015

Vereinigt man diese Einzelresultate mit den Ergebnissen der früheren Untersuchung, den Werten zwischen +16 und +56°, sowie zwischen +16 und +100°, die ebenfalls in die Tabelle eingetragen sind, so kann man mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate folgende wegen der zu großen Abweichung bei 56° wiederum nur für die Ausdehnung des Platinzylinders zwischen —190 und +16° als anwendbar anzunehmende quadratische Form

$$0{,}12507 \, . \, t + 0{,}000005369 \, . \, t^2$$

herleiten. Wie weit diese Interpolationsformel die neuen und die früheren Beobachtungen darstellt, ist aus der letzten Spalte der Tabelle zu ersehen.

Durch Verbindung der abgeleiteten Formel mit der gemessenen Höhe des Platinzylinders bei 0° gleich 14,518 mm folgt allgemein die Ausdehnung des Platins[1]) zwischen etwa —190 und +16°:

$$l_t = l_0 (1 + 8{,}615 \, . \, 10^{-6} \, . \, t + 0{,}00370 \, . \, 10^{-6} \, . \, t^2) \quad . \quad . \quad 1)$$

während nach der früheren Untersuchung zwischen +16 und +100°:

$$l_t = l_0'(1 + 8{,}806 \, . \, 10^{-6} \, . \, t + 0{,}00195 \, . \, 10^{-6} \, . \, t^2) \quad . \quad . \quad 2)$$

gilt.

b) Palladium.

Auch dieses Material ist von der Firma HERÄUS zur Verfügung gestellt.

Durchmesser des Zylinders etwa 13 mm; Höhe $l_0 = 14{,}462$.

Für die relative Ausdehnung zwischen dem Palladiumkörper und dem Quarzringe wurden folgende Werte beobachtet:

zwischen	—192,43	und	+16°	. . . 15,105 μ
„	—191,28	„	+16	. . . 14,987
„	—192,40	„	+16	. . . 14,962
„	—188,17	„	+16	. . . 14,762

Setzt man wieder die Ausdehnung des Quarzringes gemäß S. 14 u. 15 dieser Mitteilung in Rechnung, so gewinnt man für die

[1]) KAMERLINGH ONNES und CLAY leiten in ihrer neuesten, auf S. 3 zitierten Arbeit für die Ausdehnung des Platins die zwischen —182° und Zimmertemperatur gültige Interpolationsformel

$$l_t = l_0 (1 + 9{,}053 \, . \, 10^{-6} \, . \, t + 0{,}00494 \, . \, 10^{-6} \, . \, t^2)$$

her, aus welcher sich die Ausdehnung von 1 m Platin bei Erwärmung von —190 auf +16° zu 1687 μ berechnet. Dieser Wert ist erheblich größer als der hier beobachtete 1642 μ (gemäß Berechnung aus der Formel 1).

absolute Ausdehnung des Palladiumzylinders die in nachstehender Tabelle verzeichneten Werte.

Ausdehnung des Palladiumkörpers.

Intervall	Beobachtet	Berechnet	$B-R$
$-192{,}43$ bis $+16°$	$30{,}874\,\mu$	$30{,}844\,\mu$	$+0{,}030\,\mu$
$-191{,}28$ „ $+16$	30,703	30,695	$+0{,}008$
$-192{,}40$ „ $+16$	30,749	30,840	$-0{,}091$
$-188{,}17$ „ $+16$	30,334	30,290	$+0{,}044$
$+16$ „ $+56$	6,852	6,791	$+0{,}061$
$+16$ „ $+100$	14,562	14,586	$-0{,}024$

Auch diese Werte vereinigen wir wieder mit den Ergebnissen der früheren Untersuchung zwischen Zimmertemperatur und $+100°$, die der Tabelle zugefügt sind. Nach der Methode der kleinsten Quadrate ergibt sich dann für die Ausdehnung des Palladiumzylinders zwischen -190 und $+100°$ die Interpolationsformel

$$0{,}16347 \,.\, t + 0{,}00008776 \,.\, t^2,$$

mit der rückwärts in obiger Tabelle die Zahlen der dritten Spalte berechnet sind, und deren Verwendungsgebiet wir wieder auf das Intervall -190 bis $+16°$ beschränken.

Allgemein folgt aus dieser Formel unter Berücksichtigung der Länge des Zylinders bei 0° gleich 14,462 mm die Ausdehnung des Palladiums zwischen etwa -190 und $+16°$:

$$l_t = l_0 (1 + 11{,}303 \,.\, 10^{-6} \,.\, t + 0{,}00607 \,.\, 10^{-6} \,.\, t^2) \quad . \quad . \quad 1)$$

Dementsprechend ergab sich in der früheren Untersuchung zwischen $+16$ und $+100°$:

$$l_t = l_0 (1 + 11{,}612 \,.\, 10^{-6} \,.\, t + 0{,}00323 \,.\, 10^{-6} \,.\, t^2) \quad . \quad . \quad 2)$$

c) Quarzglas (amorpher Quarz).

An letzter Stelle wurde der in der früheren Veröffentlichung (l. c., S. 56) genannte Versuchskörper Nr. 2 aus amorphem Quarz untersucht.

Durchmesser des Zylinders etwa 7 mm; Höhe $l_0 = 14{,}501$ mm.

Die relative Ausdehnung zwischen Quarzring und Versuchskörper aus amorphem Quarz wurde gefunden

zwischen $-190{,}06$ und $+16°$ . . . $16{,}262\,\mu$
„ $-189{,}58$ „ $+16$ . . . $16{,}211$

woraus unter Berücksichtigung der absoluten Ausdehnung des Quarzringes zwischen den Beobachtungstemperaturen für die Längenänderung des Versuchskörpers aus Quarzglas die in der folgenden Tabelle unter „Beobachtet“ verzeichneten Beträge verbleiben.

Ausdehnung des Versuchskörpers aus Quarzglas.

Intervall	Beobachtet	Berechnet	$B-R$
$-190{,}06$ bis $+16^\circ$	$-0{,}602\,\mu$	$-0{,}589\,\mu$	$-0{,}013\,\mu$
$-189{,}58$ „ $+16$	$-0{,}573$	$-0{,}584$	$+0{,}011$
$+15$ „ $+56$	$+0{,}251$	$+0{,}229$	$+0{,}022$
$+15$ „ $+100$	$+0{,}597$	$+0{,}605$	$-0{,}008$

In Verbindung mit den früheren Ergebnissen zwischen Zimmertemperatur und $+100^\circ$, die der Tabelle zugefügt sind, läßt sich die Ausdehnung des Körpers aus kristallinischem Quarz zwischen -190 und $+100^\circ$ in die Formel

$$0{,}00315\,.\,t + 0{,}000034\,50\,.\,t^2$$

zusammenfassen, deren Anwendung die in obiger Tabelle unter „Berechnet“ aufgeführten Zahlen ergibt.

Unter Berücksichtigung der Länge des Zylinders bei 0° gleich 14,501 mm folgt allgemein die Ausdehnung des Quarzglases zwischen etwa -190 und $+100^\circ$:

$$l_t = l_0(1 + 0{,}217\,.\,10^{-6}\,.\,t + 0{,}002\,379\,.\,10^{-6}\,.\,t^2) \quad . \quad . \quad 1)$$

während früher zwischen $+15$ und $+100^\circ$:

$$l_t = l_0(1 + 0{,}322\,.\,10^{-6}\,.\,t + 0{,}00141\,.\,10^{-6}\,.\,t^2) \quad . \quad . \quad 2)$$

gefunden wurde.

Betrachtet man die für die drei untersuchten Materialien, Platin, Palladium und Quarzglas, abgeleiteten Formeln im Vergleich mit den schon früher zwischen Zimmertemperatur und $+100^\circ$ aufgestellten, so erkennt man, daß ebenso wie oben beim kristallinischen Quarz bei Erweiterung des Beobachtungsintervalles nach unten hin das erste Glied der Formel kleiner und das quadratische größer wird, daß also die Ausdehnungskurve sich stärker krümmt. Das ist in Übereinstimmung mit anderweitigen Beobachtungen, wonach in höheren Temperaturen die Ausdehnungs-

kurve mehr und mehr linearen Verlauf erhält, daß also dort das quadratische Glied mehr und mehr verschwindet.

Damit hängt zusammen, daß wieder ebenso wie beim kristallinischen Quarz, jetzt bei Platin und Palladium die Darstellung durch eine quadratische Formel über das größere Intervall — 190 bis + 100° die Ausdehnung in den oberhalb 0° liegenden Intervallen zwischen Zimmertemperatur und 56 bzw. 100° nicht voll umfaßt, so daß zwischen Beobachtung und Rechnung dort größere Abweichungen auftreten, als es den Beobachtungsfehlern entspricht. Beim Quarzglas sind auch für die neue Formel 1) die Abweichungen bei 56 und 100° so gering, daß man ihren Gültigkeitsbereich ohne Bedenken auf das ganze Intervall — 190 bis + 100° festsetzen kann.

Ausdehnung in μ pro Meter.

Intervall	Neue Formel (1)	Alte Formel (2)
	Platin	
— 190 bis + 16°	1642	1744
+ 16 „ + 56	355	358
+ 16 „ + 100	760	759
	Palladium	
— 190 bis + 16°	2110	2277
+ 16 „ + 56	470	473
+ 16 „ + 100	1009	1006
	Quarzglas	
— 190 bis + 16°	— 41	+ 16
+ 16 „ + 56	+ 16	+ 17
+ 16 „ + 100	+ 41	+ 41

Die vorstehenden Tabellen bestätigen die Richtigkeit des Gesagten; man mag dabei beachten, daß die unter der Kolumne „alte Formel“ aufgeführten Werte für die Intervalle zwischen Zimmertemperatur und 56 bzw. 100° ja genau den Beobachtungen entsprechen, da die alte Formel seinerzeit ohne überschüssige Gleichungen abgeleitet wurde. Die kleingedruckten Zahlen der letzten Spalte geben die aus den alten zwischen Zimmertemperatur und 100° geltenden Formeln extrapolierten Werte der Ausdehnung für das Intervall — 190 bis + 16°. Diese Zahlen sind wie beim kristallinischen Quarz, entsprechend der stärkeren Krümmung der

Ausdehnungskurve nach unten hin, durchweg gegen die beobachteten Werte zu groß.

5. Darstellung der Beobachtungsergebnisse durch dreigliedrige Formeln.

Schlußresultate.

Die vorstehenden Ausführungen haben die Unmöglichkeit dargetan, sowohl für kristallinischen Quarz, wie für Platin und Palladium die Ausdehnung im ganzen Intervall von — 190 bis + 100° unter voller Ausnutzung der Beobachtungsgenauigkeit durch quadratische Interpolationsformeln darzustellen. Es erscheint darum zweckmäßig, die Ausdehnung der drei Materialien, solange Zwischenbeobachtungen im genannten Intervall nicht vorliegen, unter Verzicht auf überschüssige Gleichungen durch dreigliedrige Formeln zusammenzufassen. Führt man die entsprechenden Rechnungen aus, so findet man für die Ausdehnung im Intervall — 190 bis + 100° die folgenden Gleichungen:

Quarz in Richtung der Achse:

$$l_t = l_0 (1 + 7{,}085 \cdot 10^{-6} \cdot t + 0{,}009\,386 \cdot 10^{-6} \cdot t^2 - 0{,}000\,007\,20 \cdot 10^{-6} \cdot t^3)$$

Platin:

$$l_t = l_0 (1 + 8{,}749 \cdot 10^{-6} \cdot t + 0{,}003\,141 \cdot 10^{-6} \cdot t^2 - 0{,}000\,006\,94 \cdot 10^{-6} \cdot t^3)$$

Palladium:

$$l_t = l_0 (1 + 11{,}521 \cdot 10^{-6} \cdot t + 0{,}005\,167 \cdot 10^{-6} \cdot t^2 - 0{,}000\,011\,24 \cdot 10^{-6} \cdot t^3)$$

Für Quarzglas genügt, wie schon erwähnt, zwischen — 190 und + 100° die oben mitgeteilte quadratische Form, die der Vollständigkeit halber hier nochmals hingeschrieben werden mag.

Quarzglas: $l_t = l_0 (1 + 0{,}217 \cdot 10^{-6} \cdot t + 0{,}002\,379 \cdot 10^{-6} \cdot t^2)$.

Betrachtet man diese letzte Gleichung näher, so ergibt sich ein überraschendes Resultat, nämlich, daß sich Quarzglas bei einer Erwärmung von — 190° auf + 16° nicht verlängert, sondern pro 1 m um 41 μ verkürzt.

Die Ausdehnungskurve dieses Materials weist also ein Minimum auf, dessen Lage rechnerisch aus der Formel bei — 46° folgt. Ein Stab aus Quarzglas, dessen Länge bei 0° gleich 1 m wäre, würde bei dieser Temperatur noch um 10 μ verkürzt erscheinen.

Charlottenburg, 31. Dezember 1906.

Bestimmung der Brechungsexponenten von Gasen bei Zimmertemperatur und bei der Temperatur der flüssigen Luft;

von Karl Scheel.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 11. Januar 1907.)

(Vgl. oben S. 2.)

In der vorstehenden Mitteilung[1]) sind Versuche beschrieben worden, welche darauf hinzielen, die Ausdehnung eines Ringes aus Bergkristall, welcher nach dem Vorschlage von PULFRICH an die Stelle des früher gebräuchlichen Stahltischchens getreten war, nach der FIZEAUschen Methode absolut zu bestimmen. Dazu diente ein (l. c., S. 9, Fig. 2) skizziertes Abkühlungsgefäß, welches nach Abdichtung aller übrigen Teile durch eine Lötung gasdicht verschlossen werden konnte.

Das so vorbereitete Gefäß läßt sich nun in Verbindung mit dem darin für absolute Ausdehnungsmessungen montierten Interferenzapparat zur Bestimmung der Brechungsexponenten von Gasen vorteilhaft verwenden. Diese Bestimmung gründet sich auf die Ermittelung der bei Druckänderung eines Gases im Abkühlungsgefäß auftretenden Änderung der optischen Länge der zwischen den Quarzflächen befindlichen Gasschicht[2]). Bezeichnet man nämlich die Brechungsexponenten des Gases in den beiden verschiedenen Zuständen mit n_1 und n_2, so wird die Änderung der optischen Länge

$$k = h(n_2 - n_1),$$

wo h die geometrische Dicke der Gasschicht (Höhe des Quarzringes) bedeutet, oder in halben Wellenlängen

---

[1]) KARL SCHEEL, Verh. D. Phys. Ges. 9, 3—23, 1907.

[2]) Über ähnliche gelegentliche Versuche zur Bestimmung des Brechungsexponenten der Luft für die Natriumlinie vgl. auch R. BENOIT, Travaux et Mémoires du Bureau International des Poids et Mesures 6, 108, 1888 und Journ. de phys. (2), 8, 451 ff., 1889.

$$k = \frac{2h}{\lambda}(n_2 - n_1).$$

Bei den im folgenden mitgeteilten Versuchen ist der eine Gaszustand stets das Vakuum; es wird somit $n_1 = 1$ und die vorstehende Formel geht in die einfachere

$$k = \frac{2h}{\lambda}(n_{t,p} - 1)$$

über, wo λ die Wellenlängen im leeren Raume bezeichnet und $n_{t,p}$ andeutet, daß der Brechungsexponent sich auf eine bestimmte Temperatur und auf einen bestimmten Druck bezieht. Ist nun k bekannt, so läßt sich $n_{t,p}$ leicht berechnen.

Diese Bestimmung der Brechungsexponenten ist naturgemäß nicht auf Zimmertemperatur beschränkt, sondern ist unter Ausnutzung der vorhandenen Hilfsmittel mit Erfolg auch bei der Temperatur der flüssigen Luft ausgeführt worden. Hierdurch bietet sich ein Mittel, über die Gültigkeit des Gesetzes vom konstanten Refraktionsvermögen $\frac{n-1}{d} = const$ im benutzten Temperaturbereich eine Entscheidung zu treffen.

Die Werte von k ergeben sich nach der angedeuteten Methode für die verschiedenen benutzten Wellenlängen aus der Verschiebung der Interferenzstreifen, die bei festgehaltener Temperatur bei Änderung des Druckes von Luftdruck auf Vakuum oder umgekehrt eintritt.

Bei der Auswahl der Gase war man auf diejenigen beschränkt, welche unter Atmosphärendruck bei der Temperatur der flüssigen Luft noch gasförmig sind. Unter diesen wurden geprüft Luft, Wasserstoff und Stickstoff.

Die atmosphärische Luft wurde durch ein Bleirohr aus dem Garten angesaugt und über Phosphorsäure getrocknet. Die in der Luft enthaltene Kohlensäure wurde nicht entfernt.

Die Darstellung des Wasserstoffs erfolgte elektrolytisch aus mit Schwefelsäure angesäuertem Wasser. Das entwickelte Gas passierte zunächst eine konzentrierte Lösung von Kaliumpermanganat zur Reinigung von organischen Verunreinigungen; anhaftende Spuren von Sauerstoff suchte man dann durch Absorption in Nußkohle bei der Temperatur der flüssigen Luft zu entfernen, nachdem die Feuchtigkeit aus dem Gase, um die Nußkohle hiermit

nicht zu beladen, in einem U-förmigen Rohr durch eine Mischung von fester Kohlensäure mit Alkohol abgeschieden war.

Zur Darstellung des Stickstoffs wurden 40 g Kaliumbichromat in 400 g Wasser unter Erwärmen gelöst und der Lösung alsdann 40 g Ammoniumchlorid zugesetzt; kurz vor Gebrauch wurden 40 g Natriumnitrit zugefügt und das Ganze, soweit nötig, schwach erhitzt. Als Waschflüssigkeiten dienten einmal wieder eine konzentrierte Lösung von Kaliumpermanganat, dann zur Abscheidung des Sauerstoffs eine Lösung von Pyrogallol mit Ätzkali, endlich wurde die Feuchtigkeit wieder durch eine Mischung von fester Kohlensäure mit Alkohol entfernt.

Die Gase wurden vor dem Versuch jedesmal frisch bereitet, in Glasröhren aufbewahrt und nach Bedarf mittels einer kleinen Quecksilberpumpe in das Abkühlungsgefäß hinübergedrückt. — Der Druck der Gase im Abkühlungsgefäß wurde bei den Versuchen möglichst nahe auf Atmosphärendruck gehalten und die Abweichung gegen diesen durch ein Differentialmanometer gemessen. Als solches diente ein geteiltes Glasrohr, das in konzentrierte Schwefelsäure tauchte. Hiermit konnte der Über- oder Unterdruck bequem abgelesen und mit dem bekannten Werte für die Dichte konzentrierter Schwefelsäure in genügender Genauigkeit auf Quecksilberdruck reduziert werden.

Die Wiedergabe der Einzelbeobachtungen soll einer späteren ausführlicheren Mitteilung vorbehalten bleiben. Im folgenden (S. 27 bis 29) sind nur die Werte von k aufgeführt, wie sie als Differenzen aus den Ablesungen im Vakuum, sowie in dem betreffenden Gase bei den hingeschriebenen Temperaturen t und Drucken p berechnet wurden. Dabei sind die Beobachtungen bei Zimmertemperatur vorher mittels der in vorstehender Arbeit enthaltenen Konstanten für die Ausdehnung des Quarzringes auf 16° reduziert und auf den Druck von 760 mm umgerechnet und schließlich die Beobachtungen, welche vor und nach einer Messung in tiefer Temperatur angestellt waren, zu einem Mittel vereinigt. Die Umrechnung auf den runden Druck von 760 mm erfolgte unter der Voraussetzung der durch die vorliegenden Untersuchungen für Zimmertemperatur wohl genügend erwiesenen Gültigkeit des Gesetzes vom konstanten Refraktionsvermögen $\frac{n-1}{d} = const$, wo n den Brechungsexpo-

Brechungsexponenten der Luft

a) bei 760 mm Druck und 16° (bzw. 0°).

λ/2	I. Reihe				II. Reihe				Mittel	
μ	k	in μ	n — 1 bei 16°	n — 1 bei 0°	k	in μ	n — 1 bei 16°	n — 1 bei 0°	n — 1 bei 0°	B — R in 10^{-7}
0,3528	11,256	3,971	0,000 272 3	0,000 288 3	11,421	4,029	0,000 276 3	0,000 292 5	0,000 290 4	+ 1
0,3076	—	—	—	—	13,039	4,011	275 0	291 2	291 2	— 1
0,2890	13,911	4,020	275 6	291 8	13,907	4,019	275 6	291 8	291 8	— 1
0,2730	14,727	4,020	275 6	291 8	14,798	4,037	276 8	293 1	292 4	— 1
0,2524	16,029	4,046	277 4	293 7	16.024	4,044	277 3	293 6	293 6	+ 2
0,2508	16,113	4,041	277 1	293 4	16,133	4,046	277 4	293 7	293 6	+ 1
0,2461	16,469	4,053	277 9	294 2	16,416	4,040	277 0	293 3	293 7	— 1
0,2356	17,244	4,063	278 6	295 0	17,197	4,052	277 8	294 2	294 6	+ 2
0,2179	—	—	—	—	18,672	4,069	279 0	295 4	295 4	— 2

b) bei der Temperatur der flüssigen Luft.

λ/2	I. Reihe. 760,24 mm; — 191,16°					II. Reihe. 757,83 mm; — 192,02°				
μ	k	in μ	n — 1	d	B — M	k	in μ	n — 1	d	B — M
0,3528	41,871	14,772	0,001 014 0	3,517	+ 0,024	42,299	14,923	0,001 024 4	3,502	— 0,025
0,3076	—	—	—	—	—	48,673	14,972	027 7	3,529	+ 0,002
0,2890	51,337	14,836	018 4	3,490	— 0,003	51,929	15,008	030 2	3,531	+ 0,004
0,2730	54,475	14,872	020 8	3,498	+ 0,005	55,080	15,037	032 2	3,522	— 000,5
0,2524	59,112	14,920	024 2	3,487	— 0,006	59,854	15,107	037 0	3,532	+ 0,005
0,2508	59,528	14,930	024 8	3,493	0,000	60,173	15,091	035 9	3,527	0,000
0,2461	60,719	14,943	025 7	3.486	— 0,007	61,384	15,107	037 0	3,536	+ 0,009
0,2356	63,540	14,970	027 6	3,483	— 0,010	64,236	15,134	038 9	3,531	+ 0,004
0,2179	—	—	—	—	—	69,722	15,192	042 8	3,530	+ 0,003
Mittel	—	—	—	3,493	—	—	—	—	3,527	—

Brechungsexponenten des Wasserstoffs

a) bei 760 mm Druck und 16° (bzw 0°).

$\lambda/2$	I. Reihe				II. Reihe				Mittel	
μ	k	in μ	$n-1$ bei 16°	$n-1$ bei 0°	k	in μ	$n-1$ bei 16°	$n-1$ bei 0°	$n-1$ bei 0°	$B-R$ in 10^{-7}
0,3338	—	—	—	—	5,677	1,895	0,000 129 9	0,000 137 6	0,900 137 6	— 3
0,2890	6,627	1,915	0,000 131 3	0,000 139 0	6,620	1,913	131 2	138 9	138 9	+ 4
0,2730	7,003	1,912	131 1	138 8	7,016	1,915	131 3	139 0	138 9	0
0,2524	—	—	—	—	7,615	1,922	131 8	139 5	139 5	+ 1
0,2508	7,646	1,918	131 5	139 2	7,640	1,916	131 4	139 1	139 2	— 2
0,2461	7,817	1,924	131 9	139 7	7,814	1,923	131 9	139 6	139 6	0
0,2356	8,166	1,924	131 9	139 7	8,184	1,928	132 2	139 9	139 8	— 1
0,2179	8,881	1,935	132 7	140 5	8,896	1,938	132 9	140 7	140 6	0

b) bei der Temperatur der flüssigen Luft.

$\lambda/2$	I. Reihe. 759,02 mm; — 192,35°					II. Reihe. 758,93 mm; — 188,25°				
μ	k	in μ	$n-1$	d	$B-M$	k	in μ	$n-1$	d	$B-M$
0,3338	—	—	—	—	—	19,275	6,434	0,000 441 7	3,210	— 0,011
0,2890	23,585	6,816	0,000 467 9	3,366	— 0,022	22,477	6,496	445 9	3,211	— 0,010
0,2730	25,084	6,848	470 1	3,387	— 0,001	23,858	6,513	447 1	3,217	— 0,004
0,2524	—	—	—	—	—	25,852	6,525	447 9	3,211	— 0,010
0,2508	27,469	6,889	472 9	3,397	+ 0,009	26,152	6,559	450 2	3,237	+ 0,016
0,2461	28,006	6,892	473 1	3,387	— 0,001	26,616	6,550	449 6	3,221	0,000
0,2356	29,349	6,915	474 7	3,398	+ 0,010	27,940	6,583	451 9	3,231	+ 0,010
0,2179	31,871	6,945	476 7	3,393	+ 0,005	30,386	6,621	454 5	3,230	+ 0,009
Mittel	—	—	—	3,388	—	—	—	—	3,221	—

Brechungsexponenten des Stickstoffs

a) bei 760 mm Druck und 16° (bzw. 0°).

λ/2	I. Reihe				II. Reihe				Mittel	
μ	k	in μ	n — 1 bei 16°	n — 1 bei 0°	k	in μ	n — 1 bei 16°	n — 1 bei 0°	n — 1 bei 0°	B — R in 10^{-7}
0,3528	—	—	—	—	11,497	4,056	0,000 278 1	0,000 294 5	0,000 294 5	— 6
0,3338	12,196	4,071	0,000 291 4	0,000 295 6	12,240	4,086	280 2	296 6	296 1	+ 4
0,2890	14,169	4,095	280 8	297 3	14,197	4,103	281 3	297 9	297 6	+ 3
0,2730	15,019	4,100	281 1	297 7	15,071	4,114	282 1	298 7	298 2	0
0,2524	—	—	—	—	16,345	4,125	282 8	299 5	299 5	+ 1
0,2508	16,428	4,120	282 5	299 1	16,419	4,118	282 4	299 0	299 1	— 4
0,2461	16,783	4,130	283 2	299 8	16,791	4,132	283 3	300 0	299 9	0
0,2356	17,647	4,158	285 1	301 9	17,593	4,145	284 2	300 9	301 4	+ 7
0,2179	19,095	4,161	285 3	302 1	19,081	4,158	285 1	301 9	302 0	— 4

b) bei der Temperatur der flüssigen Luft.

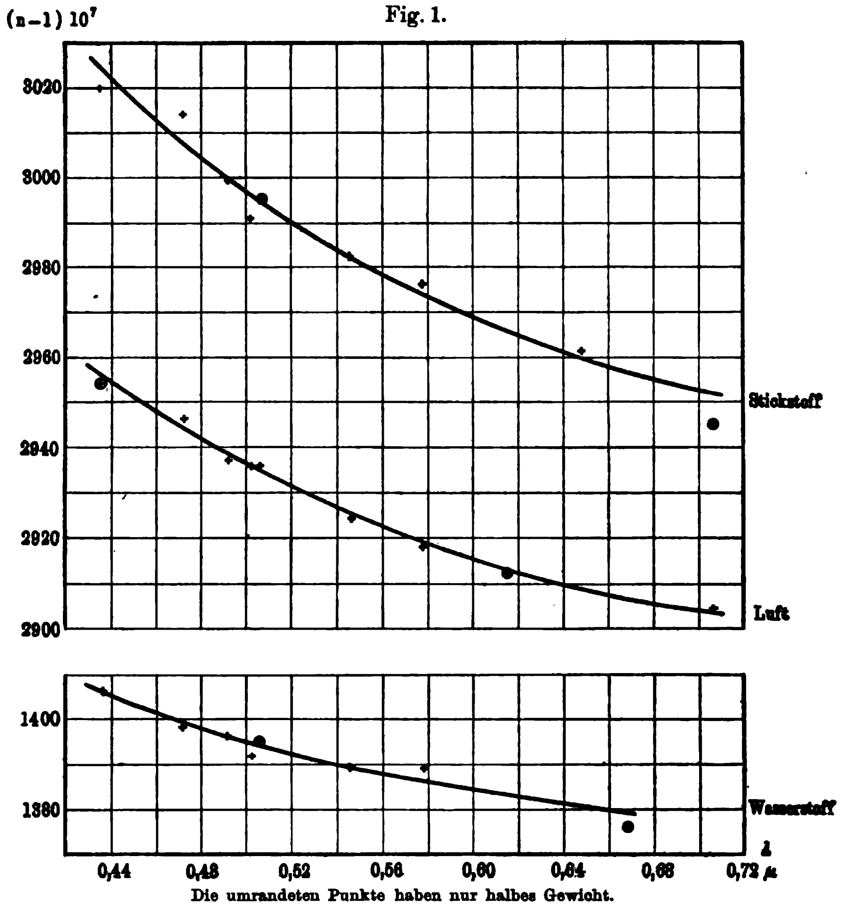
λ/2	I. Reihe. 762,27 mm; — 189,91°					II. Reihe. 771,02 mm; — 191,76°				
μ	k	in μ	n — 1	d	B — M	k	in μ	n — 1	d	B — M
0,3528	—	—	—	—	—	43,202	15,242	0,001 046 3	3,553	+ 0,010
0,3338	44,121	14,728	0,001 011 0	3,420	+ 0,001	45,821	15,295	049 9	3,540	— 0,003
0,2890	51,288	14,822	017 4	3,422	+ 0,003	53,163	15,364	054 6	3,540	— 0,003
0,2730	54,555	14,894	022 4	3,434	+ 0,015	56,489	15,424	058 8	3,545	+ 0,002
0,2524	—	—	—	—	—	61,212	15,450	060 5	3,541	— 0,002
0,2508	59,443	14,908	023 4	3,422	+ 0,003	61,680	15,469	061 7	3,551	+ 0,008
0,2461	61,743	14,949	026 1	3,423	+ 0,004	62,907	15,481	062 7	3,542	— 0,001
0,2356	63,410	14,939	025 5	3,397	— 0,022	65,833	15,510	064 7	3,538	— 0,005
0,2179	68,988	15,033	031 9	3,416	— 0,003	71,414	15,561	068 2	3,538	— 0,005
Mittel	—	—	—	3,419	—	—	—	—	3,543	—

nenten, d die Dichte des Gases bedeuten. Zu dieser Reduktion genügte die Kenntnis angenäherter Werte von n.

Durch Multiplikation der Werte von k mit der halben Wellenlänge $\lambda/2$ bringt man diese Werte in den folgenden Spalten der

Brechungsexponenten von Luft, Wasserstoff und Stickstoff bei 0° und 760 mm Hg.

Fig. 1.



Die umrandeten Punkte haben nur halbes Gewicht.

Tabellen auf S. 27 bis 29 auf die gemeinsame Längeneinheit μ, woraus sich durch Division mit h, der Höhe des Quarzringes, gleich 14 584 μ bei 16° bzw. gleich 14 568 μ bei der Temperatur der flüssigen Luft die Brechungsexponenten selbst ergeben.

Wir betrachten zunächst die Werte der Brechungsexponenten bei 16° und bilden aus ihnen auf Grund des Satzes vom konstanten Refraktionsvermögen $\frac{n-1}{d} = const$, wobei d mit dem Ausdehnungskoeffizienten

für Luft	0,003 674
„ Wasserstoff . . .	0,003 663
„ Stickstoff	0,003 675

berechnet wird, die Brechungsexponenten bei 0°, die wir aus beiden Reihen für jedes Gas in der vorletzten Reihe zu Mittelwerten vereinigen.

Um die Mittelwerte unter sich in Beziehung zu setzen und mit den Ergebnissen anderer Beobachter zu vergleichen, ist mit Erfolg ihre Darstellung nach der vereinfachten Dispersionsformel

$$n - 1 = a + b \cdot \frac{1}{\lambda^2}$$

versucht worden, und zwar ergab die Auswertung der Beobachtungen nach der Methode der kleinsten Quadrate folgende Beziehungen:

für Luft . . $(n - 1) . 10^7 = 2870,5 + 16,23 . \frac{1}{\lambda^2}$

für Wasserstoff $(n - 1) . 10^7 = 1358,3 + 9,05 \cdot \frac{1}{\lambda^2}$

für Stickstoff $(n - 1) . 10^7 = 2906,1 + 22,47 \cdot \frac{1}{\lambda^2}$.

Daß eine vollkommene Darstellung der Beobachtungen durch diese Formeln erreicht ist, darüber geben die letzten Spalten der nachstehenden Tabellen, sowie auch die graphische Wiedergabe der Beobachtungen mit den ausgezogenen berechneten Kurven in Fig. 1 (S. 30) Auskunft.

Um die Übereinstimmung mit anderen Beobachtern zu prüfen, behandeln wir die drei untersuchten Gase getrennt.

a) Luft.

Gelegentlich ihrer Untersuchungen über das Brechungsvermögen der atmosphärischen Luft haben Kayser und Runge[1]) die bisherigen Beobachtungen auf diesem Gebiete sehr eingehend

[1]) H. Kayser und C. Runge, Abh. d. Berl. Akad. 1893; Abh. nicht zur Akad. gehör. Gelehrter I, 32 S.

diskutiert. Abgesehen von den Beobachtungen, welche sich nicht auf wohldefinierte Wellenlängen beziehen, stellen sie Werte von KETTELER[1]), MASCART[2]), LORENZ[3]), CHAPPUIS und RIVIÈRE[4]) und BENOIT[5]) zusammen, denen sich jetzt noch die seit der Zeit der Veröffentlichung ihrer Arbeit nach einer Interferenzmethode mit dem JAMINschen Interferentialrefraktor von PERREAU[6]) gefundenen Resultate anschließen. KAYSER und RUNGE verfahren in der Art, daß sie einmal die von den verschiedenen Beobachtern für die D-Linie teils direkt gefundenen, teils aus einer Dispersionsformel abgeleiteten Brechungsexponenten zusammenschreiben und dann in einer zweiten Tabelle die Dispersion der Luft, bezogen auf die D-Linie, nach den einzelnen Beobachtern übersichtlich eintragen. Es erscheint zweckmäßig, hier den gleichen Weg einzuschlagen und den Zusammenstellungen von KAYSER und RUNGE die Werte von PERREAU, sowie die Resultate der vorliegenden Untersuchung hinzuzufügen.

Brechungsexponent der trockenen atmosphärischen Luft für die D-Linie bei 0° und 760 mm.

KETTELER	1,000 294 7	BENOIT	1,000 292 3
MASCART	292 7	KAYSER und RUNGE . .	292 2
LORENZ	291 1	PERREAU	292 6
CHAPPUIS und RIVIÈRE	291 9	SCHEEL	291 6

Dispersion d. atmosphärischen Luft bei 0° u. 760 mm in 10^{-7}.

Linie	$\lambda/2$ μ	KETTELER	MASCART	LORENZ	KAYSER u. RUNGE (Formel)	PERREAU	SCHEEL (Formel)
Li . .	0,3354	−10	—	−10	−10	—	−11
Cd 1 .	0,3219	—	−6	—	−7	−9	−8
Na .	0,2947	0	0	0	0	0	0
Cd 2 .	0,2689	—	+11	—	+9	—	+9
Th .	0,2673	+10	—	—	+9	—	+10
Cd 3 .	0,2669	—	—	—	+9	+9	+10
Cd 4 .	0,2543	—	+17	—	+15	+16	+16
Cd 5 .	0,2400	—	+26	—	+23	+25	+24
Cd 6 .	0,2339	—	—	—	+25	+27	+27

[1]) KETTELER, Pogg. Ann. 124, 390—406, 1865.
[2]) MASCART, Ann. de l'école norm. (2) 6, 9—78; 1877.
[3]) L. LORENZ, Wied. Ann. 11, 70—103, 1880.
[4]) J. CHAPPUIS et CH. RIVIÈRE, Ann. chim. phys. (6) 14, 5—34, 1888.
[5]) R. BENOIT, Journ. de phys. (2) 8, 451, 1889.
[6]) F. PERREAU, Ann. chim. phys. (7) 7, 289—348, 1896.

Der absolute Wert des Brechungsexponenten der Luft nach den vorliegenden Versuchen schließt sich somit den neueren Bestimmungen gut an; die Dispersion ist mit den sonst bekannten Beobachtungsresultaten in vollkommener Übereinstimmung.

b) Wasserstoff.

Für den Brechungsexponenten von Wasserstoff liegen bisher nur Beobachtungen von Mascart, Lorenz und Perreau (l. c.) vor, die im folgenden ebenso wie bei Luft zusammengestellt sind.

Brechungsexponent des Wasserstoffs für die D-Linie bei 0° und 760 mm.

Mascart	1,000 138 6
Lorenz	138 7
Perreau	138 8
Scheel	138 4

Dispersion des Wasserstoffs bei 0° und 760 mm in 10^{-7}.

Linie	$\lambda/2$ μ	Mascart	Lorenz	Perreau	Scheel (Formel)
Li	0,3354	—	−7	—	− 6
Cd 1 . . .	0,3219	−3	—	− 5	− 4
Na	0,2947	0	0	0	0
Cd 2 . . .	0,2689	+3	—	+ 6	+ 5
Cd 4 . . .	0,2543	+6	—	+11	+ 9
Cd 5 . . .	0,2400	—	—	+16	+13
Cd 6 . . .	0,2339	—	—	+18	+17

c) Stickstoff.

Für den Vergleich der Beobachtungen an Stickstoff scheidet auch noch Perreau aus; es verbleiben nur Mascart und Lorenz, von denen der letztere außerdem keine direkten Messungen in Stickstoff anstellte, sondern seine Zahlen aus Beobachtungen in Luft und Sauerstoff berechnete.

Brechungsexponent des Stickstoffs für die D-Linie bei 0° und 760 mm.

Mascart	1 000 297 3
Lorenz	296 0
Scheel	297 1

Dispersion des Stickstoffs bei 0° und 760 mm in 10^{-7}.

Linie	λ/2 μ	Mascart	Lorenz	Scheel (Formel)
Li	0,3354	—	— 9	— 15
Cd 1	0,3219	— 7	—	— 10
Na	0,2947	0	0	0
Cd 2	0,2689	+ 13	—	+ 13
Cd 4	0,2543	+ 21	—	+ 22

Die Übereinstimmung der in der vorliegenden Mitteilung gewonnenen Resultate für die Brechungsexponenten bei 0° und Atmosphärendruck mit denen anderer Beobachter ist somit auch für Wasserstoff und Stickstoff eine gute zu nennen.

Zur Vergleichung der bei der Temperatur der flüssigen Luft gefundenen Werte der Brechungsexponenten liegen bisher anderweitige Beobachtungen nicht vor. Die gewonnenen Resultate erlauben aber zu prüfen, wieweit die mehrfach genannte Beziehung, der Satz vom konstanten Refraktionsvermögen $\frac{n-1}{d} = const$, bis zur Temperatur der flüssigen Luft hinab noch Gültigkeit besitzt.

Nehmen wir an, daß diese Gültigkeit streng erfüllt sei, so würde, wenn wir die Dichte eines Gases bei 0° und 760 mm Druck gleich 1 setzen, der Satz aussagen, daß

$$\frac{n_{t,p} - 1}{d_{t,p}} = n_{0,760} - 1$$

für das betrachtete Gas erfüllt sei. Schreibt man diese Beziehung

$$\frac{n_{t,p} - 1}{n_{0,760} - 1} = d_{t,p},$$

so würden in der obigen Zusammenstellung (S. 27—29) die Daten gegeben sein, um für jede Spektralfarbe durch Division von $n_{t,p} - 1$ durch $n_{0,760} - 1$ die Größe d zu berechnen, wie es in der 5. und 10. Kolumne der zweiten Hälfte jener Tabellen geschehen ist. Die geringen Abweichungen ($B - M$) von einem Mittelwert rechtfertigen einen solchen zu bilden, der ebenfalls in jenen Zusammenstellungen hingeschrieben ist.

Ein Urteil über den Gültigkeitsgrad des Satzes vom konstanten Refraktionsvermögen könnte man jetzt gewinnen, wenn man imstande wäre, den so gefundenen Werten von d direkt bestimmte Werte der Dichte des untersuchten Gases für die in Frage kommenden tiefen Temperaturen und für die beobachteten Drucke gegenüberzustellen.

Für Wasserstoff liegt die Mitteilung eines experimentellen Ergebnisses von TRAVERS und SENTER[1]) vor, wonach der Ausdehnungskoeffizient des Wasserstoffs zwischen — 190 und 0° im Mittel 0,003 672 beträgt.

Die wahre Dichte des Stickstoffs läßt sich aus der Interpolationsformel finden, welche BESTELMEYER und VALENTINER[2]) zufolge einem umfangreichen Beobachtungsmaterial abgeleitet haben, nämlich

$$pv = 0{,}277\,74\,\vartheta - (0{,}032\,02 - 0{,}000\,253\,.\,\vartheta)p,$$

wo ϑ die absolute Temperatur, v das spezifische Volumen und p den Druck in Centimeter Hg bedeuten.

Auf Grund entsprechender Rechnungen ist folgende Vergleichstabelle aufgestellt.

Gas	Temperatur °C	Druck mm Hg	d aus Brechungsexponenten abgeleitet	d nach anderweitigen Beobachtungen	Abweichung in Proz.
Wasserstoff	— 192,35	759,02	3,388	3,400	— 0,37
	— 188,25	758,93	3,221	3,235	— 0,43
Stickstoff	— 189,91	762,27	3,419	3,432	— 0,41
	— 191,76	771,02	3,543	3,556	— 0,37

Die Abweichungen zwischen den aus Brechungsexponenten abgeleiteten und den direkt bestimmten Werten der Dichten betragen also für Wasserstoff und Stickstoff etwa 4 Promille; ob sie auf Versuchsfehler hier oder dort zurückzuführen sind, oder ob die Beziehung $\frac{n-1}{d} = const$ tatsächlich nicht genau gilt, muß dahingestellt bleiben. Innerhalb dieser Genauigkeitsgrenze

[1]) MORRIS W. TRAVERS and GEORGE SENTER, Rep. Brit. Ass. Glasgow 1901, S. 546—547.

[2]) A. BESTELMEYER u. S. VALENTINER, Ann. d. Phys. (4) 15, 61—73, 1904.

ist aber sicherlich die Gültigkeit des Satzes vom konstanten Refraktionsvermögen für Wasserstoff und Stickstoff bis zur Temperatur der flüssigen Luft hinab durch die vorliegenden Beobachtungen erwiesen.

Es liegt nun nahe, anzunehmen, daß die Gültigkeit der Beziehung $\frac{n-1}{d} = const$ nicht auf Wasserstoff und Stickstoff beschränkt ist, sondern auch für andere Gase bestehen bleibt, solange diese sich noch im gasförmigen Zustande befinden. Man erhält dann ein bequemes Mittel, aus der Beobachtung der Brechungsexponenten bei 0° und bei einer tiefen Temperatur die Dichte der Gase bei dieser tiefen Temperatur abzuleiten. Insbesondere ergeben hier die in der Tabelle auf S. 27 mitgeteilten Beobachtungen die Möglichkeit, für die Dichte der atmosphärischen Luft die folgenden Werte abzuleiten:

Temperatur °C	Druck mm Hg	d
— 191,16	760,24	3,493
— 192,02	757,83	3,527

Hieraus würden sich, auf den Druck von 760 mm Hg reduziert, für die atmosphärische Luft die nachstehenden mittleren Ausdehnungskoeffizienten berechnen:

zwischen — 191,16 und 0° 0,003 734
„ — 192,02 „ 0° 0,003 735

im Mittel 0,003 735.

Umgekehrt findet man hiermit die Dichte der atmosphärischen Luft in der Nähe ihres Verflüssigungspunktes für 760 mm Druck

bei — 192° zu 3,535
„ — 191 „ 3,489
„ — 190 „ 3,444
„ — 189 „ 3,400
„ — 188 „ 3,358

Die Unsicherheit dieser Zahlen muß, entsprechend den obigen Ausführungen, zunächst ebenfalls noch auf 4 Promille bewertet werden.

Charlottenburg, 31. Dezember 1906.

☞ Diesem Hefte liegen bei: Drei Prospekte der Verlagsbuchhandlung von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig,** betr. 1. **Meteorologische Zeitschrift.** XXIV. Band. — 2. *Sattler,* Leitfaden der Physik und Chemie. — 3. *Weisbach,* Lehrbuch d. Ingenieur- u. Maschinen-Mechanik.

Jahrg. 5 *Heft 2*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. 30. Januar 1907. Nr. 2.

Sitzung vom 25. Januar 1907.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

In den Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen (vgl. diese Verh. 8, 181, 1906) werden als ständige Ersatzvertreter im Falle der Behinderung der eigentlichen Vertreter gewählt: Hr. H. RUBENS für Hrn. FR. NEESEN und Hr. KARL SCHEEL für Hrn. MAX WIEN.

Frl. **G. v. Ubisch** berichtet über:

Das Galvanometer als Nullinstrument bei Wechselstrommessungen.

Sodann spricht Hr. **W. Hechler** über:

Die elektrische Leitfähigkeit von Salzdämpfen,

nach gemeinsam mit Hrn. **G. C. Schmidt** angestellten Versuchen.

Endlich berichtet Hr. **Karl Scheel** über den Eingang einer Mitteilung von Hrn. **Friedrich Dessauer,** betitelt:

Eine neue Anwendung der Röntgenstrahlen,

deren Abdruck in den Verhandlungen beschlossen wird.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. HANTARO NAGAOKA, Professor der theoretischen Physik an der Kaiserl. Universität Tokyo.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. DU BOIS.)

Hr. cand. phil. LEO DIESENER, Berlin S. 59, Am Urban.
(Vorgeschlagen durch Hrn. H. ZAHN.)

Hr. Dr. W. LANZRATH, Charlottenburg 2, Grolmannstr. 14.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. PLANCK.)

Hr. Dr. FR. BIDLINGMAIER, Erdmagnetiker der Deutschen Südpolar-Expedition, Berlin NW. 23, Lessingstr. 31.

Hr. Ingenieur MAX GORTATOWSKI, Wilmersdorf, Güntzelstr. 23.
(Beide vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Die elektrische Leitfähigkeit von Salzdämpfen;

von G. C. Schmidt und W. Hechler.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 25. Januar 1907.)

(Vgl. oben S. 37.)

1. Nach der Anschauung der älteren Physiker sind die Gase und Dämpfe unter der Glühtemperatur Isolatoren für die Elektrizität. Am schärfsten ist diese Ansicht wohl von HITTORF[1]) ausgesprochen, der auch durch eingehende Versuche nachwies, daß z. B. Quecksilberdampf ein vollkommener Nichtleiter ist und daß der entgegengesetzte Schluß von HERWIG[2]) nur von fehlerhaft angestellten Versuchen herrührte. Durch die Arbeiten von ELSTER und GEITEL u. a. läßt sich wenigstens für die atmosphärische Luft diese Auffassung nicht mehr aufrecht erhalten; zweifellos besitzt sie stets eine, wenn auch nur geringe Leitfähigkeit.

Es erhebt sich nun die Frage, ob sich nicht auch andere Dämpfe und Gase ähnlich verhalten, wie die atmosphärische Luft.

Von diesem Gesichtspunkte ausgehend, wurden die Dämpfe zahlreicher organischer und unorganischer Substanzen bei möglichst niedriger Temperatur untersucht. Es hat sich dabei das überraschende Resultat ergeben, daß viele derselben bei verhältnismäßig niedriger Temperatur außerordentlich gut leiten.

2. Die Versuche wurden in folgender Weise angestellt. Auf das offene Ende einer ungefähr 30 cm langen, 2,5 cm weiten, unten zugeschmolzenen, gut gereinigten Glasröhre war ein T-Stück aufgekittet, mit einem am seitlichen Schenkel angeschmolzenen Glashahn; in die beiden anderen Schenkel war eine Glasröhre mit eingeschmolzenem, 1 mm starkem Platindraht so eingekittet, daß sie ungefähr 20 cm in die weite Röhre konzentrisch hineinragte; der Platindraht selbst war am unteren Ende auf eine

---

[1]) Wied. Ann. 7, 592, 1879; 20, 719, 1883.

[2]) Ebenda 9, 77, 1880.

Länge von 5 cm frei, und bildete so eine Sonde. Nachdem die Röhre an der Luftpumpe möglichst gut getrocknet war, wurde sie in einer zur Horizontalen etwas schrägen Lage in ein Stativ gespannt und dann das äußere Ende des Platindrahtes mit einem Elektroskop verbunden, welches mit einer Trockensäule auf beiläufig 250 Volt geladen werden konnte. Durch einen Bunsenbrenner wurde dann die auf etwa 5 mm ausgepumpte Röhre unter der Sonde bis zum Erweichen des Glases erhitzt und währenddessen der zeitliche Spannungsabfall des Elektroskops vom Augenblick des Ladens ab beobachtet. Erst bei beginnendem Erweichen des Glases unter der Sonde und dem dadurch bedingten Einfallen desselben war der Spannungsabfall etwas beschleunigt; bis zu dieser Temperatur war er jedoch nicht viel größer als bei kalter Röhre, wie die unten wiedergegebenen Kurven zeigen.

Nach dieser Eichung der leeren Röhre wurde nach Entfernung des T-Stückes eine geringe Menge — 1 bis 2 g — der zu prüfenden Substanz in die Röhre eingefüllt, das T-Stück wieder aufgekittet, so daß sich die Sonde möglichst in der Röhrenachse befand, dann die Röhre auf ungefähr 5 mm ausgepumpt und nach Anlegen der Sonde an das Elektroskop und Laden desselben der zeitliche Spannungsabfall beim Erhitzen der unter der Sonde befindlichen Substanz durch Bespülen der Röhre mit der Bunsenflamme wie bei der leeren Röhre beobachtet. Um die Temperatur einigermaßen konstant halten und vor allen Dingen messen zu können, wurde die Röhre bei den späteren Versuchen auf eine größere Länge durch einen mit Asbestpapier ausgekleideten Eisenblechkasten geführt, der durch Bunsenbrenner geheizt wurde und dessen Temperatur an einem Thermometer bzw. Thermoelement abgelesen werden konnte.

3. Die untersuchten Substanzen teilen sich in zwei Klassen; die der ersteren zeigen beim Erhitzen keinen abnormen Spannungsabfall; zu ihr gehören mit Ausnahme von Chininsulfat, das in dieser Beziehung schon eingehend von Kalähne [1]) u. a. untersucht ist, alle geprüften organischen Substanzen, dann Quecksilber, sein Chlorid, Chlorür und Jodid, Ammoniumchlorid, während merkwürdigerweise Ammoniumjodid und -bromid zweifellos zur zweiten

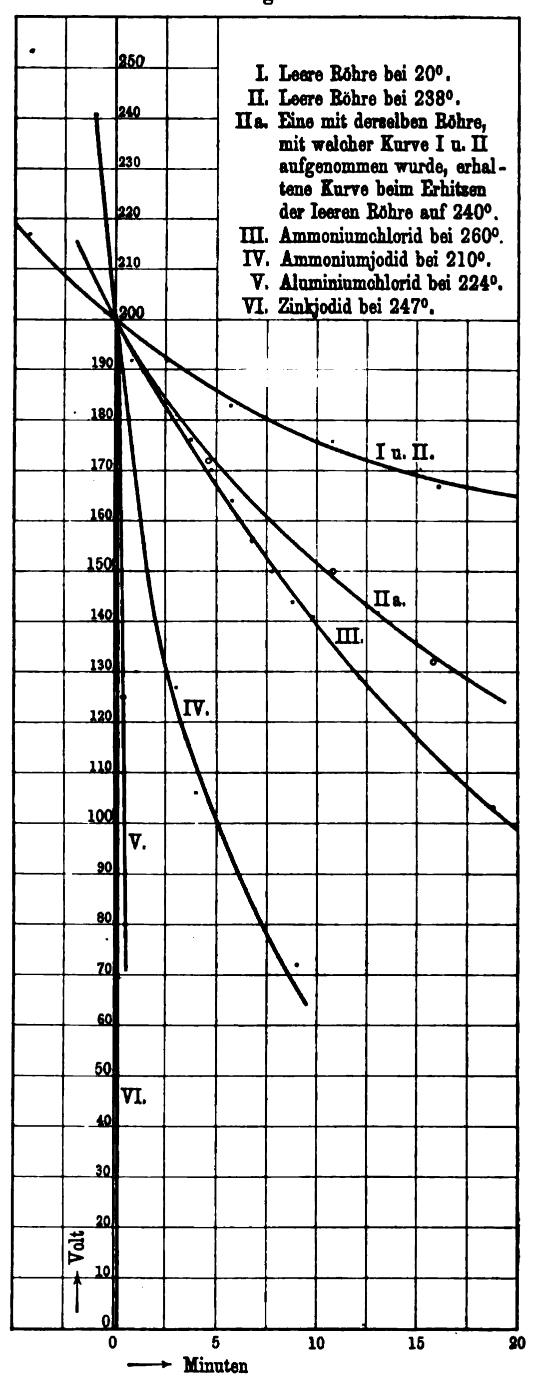
[1]) Phys. ZS. 6, 778, 1905.

Klasse gehören, deren Substanzen beim Erhitzen den Spannungsabfall des geladenen Elektroskops bedeutend beschleunigen. Vor allem gehören zu ihr Cadmiumjodid, welches schon in ganz geringen Spuren eine fast augenblickliche Entladung beim Erhitzen der Röhre auf ungefähr 300° hervorruft. Unter anderem bewirken ferner Zinkchlorid, -jodid und -bromid, Aluminiumchlorid einen starken Spannungsabfall. Bei sämtlichen untersuchten Substanzen wurde der Versuch erst unterbrochen, nachdem dieselben zum größten Teil sublimiert oder, wie verschiedene organische, zersetzt waren. Selbstverständlich wurde nach jeder Beobachtungsreihe genau geprüft, ob der Spannungsabfall der gereinigten leeren Röhre derselbe geblieben war wie ursprünglich. Nach den Versuchen mit Cadmiumjodid wurden der Sicherheit wegen stets vollkommen neue Röhren verwendet.

Die folgende graphische Darstellung zeigt den zeitlichen Verlauf des Spannungsabfalles in einer leeren Röhre bei 20 und 240°, sowie beim Sublimieren einiger charakteristischen Substanzen.

Kurve I und II stellen den Abfall der leeren Röhre in ungefähr 20 Minuten dar; den schnellsten Abfall, der überhaupt mit der leeren Röhre erhalten wurde, gibt Kurve IIa wieder. Die Abweichung zwischen diesen Kurven ist auf die vielen zufälligen Umstände, wie die Nähe heißer Flammen, Luftfeuchtigkeit usw. zurückzuführen, von welchen, wie bekannt, der zeitliche Abfall des Elektroskops abhängt. Die Kurve für NH_4Cl (III) stimmt fast mit IIa überein, d. h. NH_4Cl leitet nicht Ammoniumjodid, zeigt dagegen bei 210° einen starken Abfall; bei Aluminiumchlorid und Zinkjodid ist derselbe fast augenblicklich; besonders bei der letzteren Substanz fällt das Elektroskop in weniger als einer Minute von 300 Volt auf 0, so daß es nicht möglich war, das Instrument zu laden.

4. Nach den Untersuchungen von J. J. Thomson folgt die Beziehung zwischen i und e bei allen ionisierten Gasen, z. B. bei der durch Röntgenstrahlen ionisierten Luft, bei kleinen EMK dem Ohmschen Gesetz; bei größeren EMK wächst i nicht proportional EMK, sondern langsamer, bis schließlich ein Sättigungsstrom erreicht ist. Jetzt werden eben in der Zeiteinheit ebensoviel Ionen gebildet, wie durch den Strom an den Elektroden abgeschieden werden.


I. Leere Röhre bei 20°.
II. Leere Röhre bei 238°.
IIa. Eine mit derselben Röhre, mit welcher Kurve I u. II aufgenommen wurde, erhaltene Kurve beim Erhitzen der leeren Röhre auf 240°.
III. Ammoniumchlorid bei 260°.
IV. Ammoniumjodid bei 210°.
V. Aluminiumchlorid bei 224°.
VI. Zinkjodid bei 247°.
I u. II.
IIa.
III.
IV.
V.
VI.
250
240
230
220
210
200
190
180
170
160
150
140
130
120
110
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
0
Volt
0
5
10
15
20
Minuten

Um zu prüfen, ob diejenigen Dämpfe, welche nach den Vorversuchen ein beträchtliches Leitvermögen besitzen, sich ähnlich verhalten, wurde in folgender Weise verfahren. Auf das eine Ende einer 70 cm langen, beiderseits offenen, 3 cm weiten Glasröhre wurde das oben beschriebene T-Stück so aufgekittet, daß die Sonde in den mittleren Teil der Röhre hinabragte; das andere Ende war durch einen Gummistopfen verschlossen. Der kupferne Zuleitungsdraht zur Sonde war durch die Mitte einer 2 cm weiten, 10 cm langen Glasröhre geführt, welche auf das T-Stück aufgekittet und mit einem Gemisch aus Paraffin und Kolophonium ausgegossen war. Diese Isolation verhinderte jede unerwünschte Ableitung der Sondenladung. Durch die eine der beiden Bohrungen des Verschlußstopfens ging ein Glasrohr mit eingeschmolzenem Platindraht; derselbe trug an seinem unteren freien Ende einen Zylinder aus Platinblech, der so justiert wurde, daß er die Sonde konzentrisch umschloß, ohne die Glaswand zu berühren. Sonde und Zylinder stellten so einen Kondensator dar. Die zweite Bohrung des Stopfens, welche die Substanz einzubringen erlaubte, ohne daß die Kapazität des Kondensators wesentlich geändert wurde, war durch einen leicht zu entfernenden Glasstift verschlossen. Zur vollkommenen Dichtung wurde dieses Ende der Röhre nach jedesmaligem Öffnen längere Zeit in heißes Paraffin getaucht.

Die Röhre wurde in horizontaler Lage in gut isolierte Stützen geklemmt und frei so durch den erwähnten, zur Erde abgeleiteten Heizkasten geführt, daß ihr Kondensator in dessen Mitte lag. Die Temperatur des Ofens wurde mit Kupfer-Konstantan-Thermoelementen gemessen; das eine befand sich möglichst nahe dem Kondensator außerhalb des Versuchsrohres in einer von diesem isolierten engen Glasröhre; das andere wurde durch ein Wasserbad auf Zimmertemperatur gehalten.

Der Platinzylinder konnte mit Hilfe einer Akkumulatorenbatterie auf jede beliebige Spannung von 10 bis 3000 Volt geladen werden. Zur Beobachtung des Spannungsüberganges vom Zylinder auf die Sonde wurde diese mit dem einen Quadrantenpaar eines THOMSONschen Elektrometers verbunden, dessen anderes Paar zur Erde abgeleitet und dessen Nadel auf 300 Volt geladen war. Das Instrument wurde vor jeder Beobachtung und für jede an den Zylinder angelegte Spannung empirisch geeicht.

Wurde die reine, auf 1 mm ausgepumpte Röhre im Ofen auf ungefähr 500° erhitzt, so zeigte das Elektrometer einen unregelmäßigen, etwa 5 Volt entsprechenden Ausschlag bei einer Ladung des Zylinders auf 100 Volt. Derselbe nahm bei Ladungen bis zu 300 Volt nicht zu. Erst darüber hinaus wurde er größer, bis zwischen 600 und 700 Volt die Glimmentladung einsetzte. Dieser beobachtete Spannungsübergang muß auf eine geringe Leitfähigkeit des Glases bei der hohen Temperatur, sowie der Flammengase zurückgeführt werden. Er wird bedeutend kleiner, wenn ein zwischen T-Stück und Rohr mit eingekittetes Kupferblech, sowie ein in der Nähe des T-Stückes mit Kupferdraht möglichst fest um die Röhre gebundenes breites Band aus Zinnfolie zur Erde abgeleitet werden. Denselben Ausschlag des Elektrometers erhält man auch während der Versuche mit den Salzdämpfen, wenn man das eine Quadrantenpaar mit dem erwähnten Kupferblech statt mit der Sonde verbindet. Man hat so ein Mittel, während jeder Beobachtungsreihe die Isolation zu prüfen. Bei Zimmertemperatur gibt das Elektrometer bei allen an den Zylinder angelegten Spannungen bis zu eintretender Glimmentladung keinen Ausschlag.

Wurde Cadmiumjodid, mit welchem die quantitativen Versuche bisher allein angestellt worden sind, in das Rohr unter den Zylinder gebracht, dieser auf 120 Volt, der Höchstspannung einer zur Verfügung stehenden großen konstanten Akkumulatorenbatterie, geladen und der Ofen angeheizt, so zeigte das Elektrometer bei 220° noch keinen Ausschlag, bei 335° beträgt derselbe bereits 100 Skalenteile in der Minute, was einem Spannungsübergang von 15 Volt entspricht; bei 405° war der Ausschlag 545 Skalenteile, während bei der Eichung bei direkter Anlegung von 120 Volt an das eine Quadrantenpaar 547 Skalenteile erhalten wurden. Die 120 Volt Spannung des Zylinders gingen also von dieser Temperatur ab ohne Verlust auf die Sonde über. Unterhalb 405° und bei Drucken über 20 mm können mehrere Minuten vergehen, bis das Elektrometer den größten Ausschlag zeigt, welcher der an den Zylinder angelegten Spannung bei den augenblicklichen Versuchsbedingungen entspricht. Oberhalb 405° und bei ungefähr 1 mm Druck wird das Maximum des Ausschlages spätestens innerhalb einer Minute erreicht, so schnell, wie es eben die

Dämpfung des Instrumentes überhaupt zuläßt, und zwar entspricht der Ausschlag stets der angelegten elektromotorischen Kraft. Während aber bei der Eichung bei direkter Anlegung der Spannung an das eine Quadrantenpaar die Elektrometernadel nach erreichtem Maximum zur Ruhe kommt, pendelt sie beim Zwischenschalten der Röhre in einem Bereiche von im Maximum 30 Skalenteilen unregelmäßig hin und her, und diese Schwankungen sind merkwürdigerweise in dem untersuchten Spannungsintervall von 10 bis 200 Volt von der an den Zylinder angelegten Spannung ziemlich unabhängig.

Folgende Bemerkungen mögen die außerordentliche Konstanz der beobachteten Erscheinungen dartun. Nach sechsstündigem Erhitzen von 1 g CdJ_2 im Rohre auf 420° bei 1 mm Druck war die Leitfähigkeit die gleiche, wie zu Anfang. War die Substanz aber nach vielen Beobachtungsreihen vollständig aus dem Bereiche des Ofens an die kälteren Teile der Röhre sublimiert, und wurde das Sublimat dann wieder unter den Zylinder zurückgebracht, so war der Effekt ebenfalls wieder wie ursprünglich. Der vollkommene Spannungsübergang vom Zylinder auf die Sonde oberhalb 405° und bei ungefähr 1 mm Druck diente stets als Kriterium dafür, daß nach längeren Beobachtungsreihen die ganze Versuchsanordnung noch intakt war. Er wurde besonders nach den Beobachtungen bei höheren Drucken geprüft. Gerade der Umstand, daß bei 405° oberhalb 20 mm die Ladung des Zylinders nur teilweise auf die Sonde übergeht, während die Sonde sehr bald nach dem Auspumpen wieder die Spannung des Zylinders zeigt, so oft man auch den Versuch wiederholen mag, vorausgesetzt, daß überhaupt noch genügend Substanz im Rohr im Bereiche des Ofens vorhanden ist, muß als sicherster Beweis dafür angesehen werden, daß man es hier mit einer Leitung im Gasraume zu tun hat. Unterhalb 20 mm, bei welchem Drucke sich CdJ_2 merklich zu zersetzen beginnt, ist der Spannungsübergang vom Drucke scheinbar unabhängig. Dagegen ist die Spannung, bei welcher die Glimmentladung eintritt, und, soweit das unten wiedergegebene Beobachtungsmaterial reicht, auch die Stromstärke sehr durch den Druck bedingt.

Es hat monatelanger eingehender Versuche bedurft, um die jetzt so einfach erscheinenden Bedingungen zu erkennen, unter

denen bei gleicher Anordnung immer wieder die nämlichen Beobachtungsergebnisse erhalten werden. Es wurde lange versucht, aus dem Spannungsabfall eines mit der Sonde verbundenen geladenen Elektroskops die Beziehung zwischen Stromstärke und EMK festzustellen. Da CdJ_2 schon bei 200° merklich sublimiert, so war es unverständlich, warum fast unmittelbar hintereinander aufgenommene Beobachtungsreihen gänzlich voneinander abwichen, indem die eine etwa einen bedeutend größeren Spannungsabfall in derselben Zeit zeigte als die vorhergehende oder die nächstfolgende. Diese Beobachtungen führten sogar hin und wieder zu Sättigungsströmen, sowie zu der längere Zeit nicht von der Hand zu weisenden Vermutung, daß die Leitfähigkeit der Dämpfe eine Eigenschaft sei, welche dieselbe nach kurzem Erhitzen verlieren, um sie nicht wieder zu erlangen. Erst seit der Ermittelung der unteren Temperaturgrenze zu 405° — dem Schmelzpunkt von CdJ_2 —, bei welcher aber der Spannungsabfall im Elektroskop trotz Vergrößerung seiner Kapazität durch Leidener Flaschen fast augenblicklich und deshalb zu Messungen nicht zu verwenden ist, sind die unter verschiedenen Versuchsbedingungen mit dem Elektrometer gewonnenen Beobachtungsresultate miteinander vergleichbar.

Die Erklärung für diese Tatsache liegt auf der Hand. Solange die Sonde nicht beschlagen war, wurde selbst bei der verhältnismäßig niedrigen Temperatur stets eine Leitfähigkeit erhalten. Beim Erhitzen beschlägt sich die Sonde sehr bald mit Substanz; nun leitet sie nicht mehr, da bekanntlich die Salze in festem Zustande nur äußerst geringe Leitfähigkeit besitzen. Sobald man nun aber bis zum Schmelzpunkt erwärmte, wurde der feste Überzug der Sonde flüssig, und nun konnte die Elektrizität wieder vom Zylinder auf die Sonde und von da zum Elektrometer geführt werden.

Es schien ferner von Interesse, wenigstens die Größenordnung der erhaltenen Ströme festzustellen. Zu diesem Zwecke diente ein DEPREZ-D'ARSONVAL-Galvanometer von SIEMENS & HALSKE, welches in 2,35 m Skalenabstand 1 mm Ausschlag bei einem Strome von $2,8 \cdot 10^{-10}$ Amp. gab.

Der positive Pol der Batterie wurde unter Zwischenschaltung einer Quecksilberwippe in Paraffin an den Platinzylinder gelegt, die Sonde mit der einen und der negative Pol der Batterie mit

der anderen Klemme des Galvanometers verbunden. Die folgende Tabelle gibt die Beobachtungsresultate wieder.

An den Zylinder angelegte Spannung in Volt	Temp. Grad	Druck mm	Nullpunkt	Ausschlag Skt.	Entsprechende Stromstärke in 10^{-9} Amp.	Bemerkungen
100	435	4	402	407,5	1,5	ohne Erdleitung
100			401	408,5	2,1	mit "
200			402	408,5	1,8	" "
300			402	411	2,5	" "
400			404	421	4,8	ohne "
400			404	421	4,8	mit "
500			Glimmentladung			
400			410	424	3,9	ohne "
400			401	403	0,6	Statt der Sonde das eingekittete Cu-Blech u. die Zinnfolie an das Galvanometer angelegt.
400			403	418	4,2	Sonde wieder mit Galvanometer verbunden ohne Erdleitung
400		280	407,5	413	1,5	" "
400		1	Glimmentladung			
300			392	403	3,1	" "
300	konst.		391	401	2,8	mit "

Ohne aus den mitgeteilten Daten mehr als die Größenordnung der Stromstärke mit Bestimmtheit folgern zu wollen, sei auch hier auf den geringen Einfluß hingewiesen, welchen die Erdleitung ausübt[1]).

[1]) Während der Drucklegung dieser Mitteilung angestellte Untersuchungen an dem Dampfe von Zinkchlorid ergaben, daß auch hier die Stromstärke von derselben Größenordnung ist, wie beim CdJ_2-Dampf, wenn der Zylinder an den positiven Pol der Batterie angeschlossen wird; ist er aber mit dem negativen Pol verbunden, so steigt die Stromstärke mindestens auf den zehnfachen Betrag. Dieses Resultat ist in Übereinstimmung mit der Erfahrung, daß die Stromstärke bedeutend größer ist, wenn sich die negative Elektrode in dem ionisierteren Teile des Gases befindet. Eine Wiederholung der Messungen an CdJ_2 bei umgekehrter Stromrichtung steht noch aus. Ein Polarisationsstrom konnte nicht nachgewiesen werden.

Leuchten (D-Licht) ein, wenn die Salzanode a aus Natriumsalzen (z. B. Soda) besteht. Enthält die Salzanode a andere Stoffe, wie z. B. Lithium (als Carbonat oder Chlorid), so erstrahlt der Schirm F mit der Zeit mehr und mehr in Lithiumlicht.

Es wird also offenkundig Substanz von der Anode nach dem Schirm F hingeschafft.

Bei den höchsten von uns erreichten Verdünnungen in der Röhre war gar kein Leuchten von Gasen, wie Luft, Wasserstoff u. dgl., beobachtbar, und auch die grüne Fluoreszenz der Kathodenstrahlen auf dem Glase war nur schwach. Dagegen leuchtete die Glimmerplatte F und die Glaswände in ihrer Nähe mit der Farbe des betreffenden Metallions. Die Bahn der Anodenstrahlen selbst markierte sich nur durch die Fackel dicht an der Anode in der gleichen Farbe, im übrigen war die Bahn dunkel. Man hatte hier offenbar den Fall einer Gasentladung vor sich, wo schnelle, durchdringende Anodenstrahlen von der Anode ausgingen und hauptsächlich als Träger des Stromes wirkten. Allem Anschein nach stellte dieses Phänomen die Umkehrung des bekannten Vorganges dar, der sich z. B. in einer Röntgenröhre abspielt; dort wird fast die gesamte Leitung durch Kathodenstrahlen von der Kathode her bewirkt.

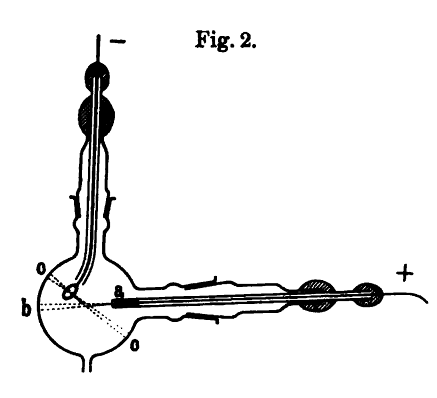


Fig. 2.

§ 10. Vollkommener als durch die in § 9 beschriebenen Vorrichtungen kann man schöne und demonstrativ wirksame Anodenstrahlen folgendermaßen erzeugen (Fig. 2):

Als Kathode dient ein Aluminiumring, der, wie aus Fig. 2 ersichtlich, in einen Schliff eingesiegelt ist, so daß er an verschiedene Stellen der Röhre hingedreht werden kann; Anode ist eine, ebenfalls in einen Schliff eingesetzte Salzstange a, die rings von Glas umkleidet ist und deren Zuleitung ein innen eingeführter Kupferdraht bildet.

Man stellt diese Salzanode passend so her, daß man ein Glasrohr (von etwa 0,2 cm lichter Weite) in geschmolzenes Salz

Die längsten bisher von uns beobachteten Strahlen legten einen Weg von 25 cm zurück. An Körpern, die den Strahlen entgegengestellt werden, werfen sie scharfe Schatten.

Wir konnten derartige Röhren, wie die in Fig. 2 dargestellten, tagelang in Benutzung nehmen. Mit der Zeit aber ließ die Aktivität der Anode nach, augenscheinlich, weil sie zu viel Salz hergegeben hatte.

Ähnliche Wirkungen wie mit Lithium zeigten auch Natrium- und Thalliumsalze als Anoden. Immer aber erwies es sich als zweckmäßig, dem Salz noch einen fremden Stoff beizumengen, um brillante Erscheinungen zu erhalten. Als solcher die Aktivität der Anode günstig beeinflussender Stoff kann z. B. gepulverter Graphit dienen (vgl. oben). Aber auch Zinkpulver, an Stelle des Graphits, bewirkte als Zusatz zur Salzanode das Auftreten prächtiger, scharfer Anodenstrahlen. Wir beobachteten solche Anodenstrahlen schon bei geringem Vakuum (bei etwa 0,5 cm Dicke des CROOKESschen Dunkelraumes an der Kathode).

§ 11. Aus den in § 9 und § 10 beschriebenen Versuchen hatte sich ergeben, daß Anodenstrahlen von der Anode ausgehen, welche imstande sind, Fluoreszenz zu erregen und größere Strecken im Gase zurückzulegen. Wir vermuten, daß diese Strahlen, zum Teil infolge des starken elektrischen Feldes, hohe Geschwindigkeiten besitzen. Wie groß diese Geschwindigkeiten sind und welche Werte das Verhältnis Ladung : Masse der Anodenstrahlen besitzt, müssen erst weitere Untersuchungen aufklären.

Es ist nicht nur möglich, sondern wahrscheinlich, daß ein Teil des in § 9 und 10 beschriebenen Fluoreszenzlichtes von „Resonanzstrahlung" durch das Licht der Lichtfackel herrührt[1]). Daß dieser nicht durch Anodenstrahlen erregte Anteil des Leuchtens aber in unseren Versuchen nur klein war, folgt unter anderem daraus, daß nur im hohen Vakuum, wo die Anodenstrahlen augenscheinlich genügend durchdringend waren, die Fluoreszenzschirme hell leuchteten; bei geringem Vakuum, wo die an der Anode ansetzende Lichtfackel heller war als im hohen Vakuum, leuchteten die Fluoreszenzschirme nicht oder nur äußerst schwach.

---

[1]) Wood, Phys. ZS. 6, 903, 1905; 7, 888, 1906.

Jahrg. 5 *Heft 3*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig

Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn

1907

[M]onatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. 15. Februar 1907. Nr. 3.

Eine neue Anwendung der Röntgenstrahlen;
von Friedrich Dessauer.

(Vorläufige Mitteilung.)

Aus den Vereinigten Elektrotechnischen Instituten Frankfurt-Aschaffenburg.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 25. Januar 1907.)

(Vgl. oben S. 37.)

Die nachfolgende Arbeit hat eine neue Versuchsanordnung bei Röntgenbestrahlung zum Gegenstand.

Da die Gesichtspunkte, welche zur Wahl dieser Versuchsanordnung und zur Konstruktion der dazu gehörigen Apparate führten, wesentlich physiologische waren, so muß kurz auf diese Grundlage eingegangen werden.

Seit einer Reihe von Jahren werden die X-Strahlen in der Medizin nicht mehr ausschließlich für diagnostische Zwecke, also zur Projektion von Dichtigkeitsunterschieden benutzt, sondern finden auch direkte therapeutische Anwendung. FREUND in Wien war der erste, der dahingehende Versuche machte. Jetzt ist die Röntgenotherapie eine allgemein verbreitete Methode, die speziell in der Dermatologie zum täglichen Brot der Ärzte gehört.

Die Wirkung der Röntgenstrahlen ist noch nicht ganz aufgeklärt. Sicher erscheint, daß ihrem Ansturm pathologische Zellen, protoplasmareiche Zellen zuerst erliegen, vollreife, gesunde

Organzellen langen Widerstand entgegensetzen. Über die Natur der schrecklichsten Menschenfeinde, der Tumoren (Krebse, Carcinom, Sarkom) bestehen zwei große Theorien, von denen die eine eine parasitäre Infektion annimmt, während die andere ein Überhandnehmen der cytotypischen Lebensfunktion der Zelle über die organotypische zugrunde legt. Die organotypische [1]) Zelle ist die normale, gesunde Zelle des Organs — des Muskels, des Bindegewebes —, die im Dienste des gesamten Organismus ihre Tätigkeit entfaltet. Die cytotypische Zelle ist die fortwährend neue Zellen bildende, sich immer teilende, sich vermehrende Zelle. Wie dem auch sei: es erliegen bei einer ganzen Anzahl von Erkrankungen pathologische Gebilde früher der Röntgenbestrahlung — erst viel später reagieren die gesunden, reifen Zellen. Es besteht also zweifellos eine Art von Elektivwirkung und es läßt sich für einen großen Bereich von Krankheiten allgemein aussprechen: bei gleichmäßiger Bestrahlung widersteht die normale gesunde (organotypische) Zelle viel länger als die, welche die Krankheit bildet, die pathologische Zelle, die protoplasmareich ist. Und so gelingt es, selbst ohne besondere Vorsichtsmaßregeln zum Schutze der gesunden Haut, durch vorsichtige Bestrahlung oberflächliche Erkrankungen zur Heilung zu bringen, bevor sich auf der gesunden Haut überhaupt eine Andeutung von Reaktion geltend macht.

Dagegen versagt die Therapie mit Röntgenstrahlen zurzeit vollständig, wenn es sich um Krankheitsprozesse handelt, die einigermaßen tief liegen. Der Begriff der Energie der Röntgenstrahlen liegt zurzeit noch nicht fest. Wir bezeichnen im nachfolgenden mit „therapeutischer Energie“ oder „physiologischer Energie“ der X-Strahlen ganz empirisch das Maß ihrer Fähigkeit, auf die Zelle zu wirken. Es scheint so, als ob diese therapeutische Energie im großen und ganzen mit der chemischen Wirksamkeit der Röntgenstrahlen parallel gehe; das heißt also: eine harte Röhre entwickelt fast gar keine therapeutische Energie. Eine sehr weiche Röhre mit wenig penetrierender Strahlung kann unter Umständen schon nach einigen Sekunden Reaktion

[1]) Die Terminologie „organotypisch“ und cytotypisch stammt meines Wissens von Prof. Dr. Rich. Hertwig. (Über die Ursachen des Todes; Wissenschaftl. Beilage d. M. Allgem. Ztg., S. 288 u. 289.)

herbeiführen. Ferner läßt sich zeigen, daß die therapeutische Energie in der Tiefe rapid abnimmt, dergestalt, daß bei Bestrahlung mit Röhren mittlerer Qualität (mittelweich) die Tiefenwirkung schon in 5 mm Tiefe vernachlässigt werden kann. Jedenfalls macht sich auf der Oberfläche wohl hundertmal mehr Wirkung geltend als in 5 mm Tiefe.

An dieser Tatsache mußten nun alle Versuche scheitern, solche Herde dauernd zu beeinflussen, die einigermaßen tief lagen. Das ist bei fast allen fortgeschrittenen Tumoren der Fall, das ist selbstverständlich der Fall bei allen von inneren Organen ausgehenden Neubildungen. Sie können gebessert werden, aber sie verschlimmern sich wieder.

Wir stehen also einerseits der Tatsache gegenüber, daß den X-Strahlen an sich eine heilende Wirkung ohne jeden Zweifel zukommt, und daß diese Wirkung in ungezählten Tausenden von Fällen tatsächlich genützt und ihren Zweck erfüllt hat. Wir sehen aber andererseits, daß die ebenso unzähligen Versuche, diese Wirkung auch bei ausgedehnteren und tiefer liegenden Prozessen — und das ist bei weitem die Mehrzahl — anzuwenden, ergebnislos waren, in einzelnen Fällen wohl Besserungen, nie aber Heilungen herbeiführten.

Der Grund dieses Versagens der Methode liegt in der rapiden Abnahme der „therapeutischen Energie“ in der Tiefe. Um sie bei der gegenwärtigen Versuchsanordnung einem derartig tiefer liegenden Prozeß in genügendem Maße zuzuführen, würde man die Oberfläche enorm schädigen müssen, so daß durch die Bestrahlung viel mehr Unheil angerichtet würde, als sie im günstigsten Falle nützen könnte.

Der Grund für diesen Mißerfolg liegt nach unserem Ermessen in der Versuchsanordnung selbst. Die gegenwärtige Versuchsanordnung benutzt allgemein den Funkeninduktor und Unterbrecher zur Speisung der Röntgenröhren. Diese werden je nach Belieben des einzelnen Experimentators weich, mittelweich oder ziemlich hart angewendet, und es richtet sich danach wesentlich die notwendige Dauer der Bestrahlung. In der Regel schützt der Experimentator die Umgebung der erkrankten Stelle mit gummiüberzogenem Bleiblech und nähert die Röhren so, daß ihre Glaswand etwa 5 bis 10 cm von der Haut des Patienten absteht.

Zweckmäßig wird dabei das aufgelegte Bleiblech geerdet, um so jeden unbeabsichtigten elektrischen Effekt auszuschließen.

Ein Weiterkommen in dem Problem ist nur möglich, wenn diese gegenwärtigen Versuchsanordnungen vollkommen verlassen werden. Die Begründung ist folgende:

Liegt die Antikathode als Ausgangszentrum des wesentlichen Teiles der hier in Frage kommenden Strahlung nur etwa 20 cm von der Haut, dann ist es zweifellos, daß die Strahlung in ihrer physiologischen Energie fast nur auf die Oberfläche der Haut wirken kann, denn es kommt, abgesehen von der Quadratabnahme der Strahlung mit wachsender Entfernung, als weiteres Moment in Frage, daß die weichsten Strahlen hier die „energischsten" sind und daß diese gerade in der obersten Schicht der Haut absorbiert werden. Man kann eine kleine Verbesserung dadurch erzielen, daß man die zu bestrahlende Stelle selbst mit einer dünnen Schicht Stanniol oder dergleichen überdeckt und so den allerweichsten Teil der Strahlung absorbiert.

Aber auch mit dieser Anordnung gelangte man nicht wesentlich weiter. Die Wirkung ist dennoch sehr inhomogen, oberflächlich viel größer als in der Tiefe. Entfernt man die Röhren immer mehr und mehr, so nimmt quadratisch damit die notwendige Bestrahlungsdauer zu. Die Erfahrung lehrt, daß die Zunahme sogar noch rascher als quadratisch erfolgt. Das findet seinen Grund darin, daß außer der Wirkung der Entfernung auch noch eine Änderung des Strahlencharakters stattfindet. Gerade die weichsten und chemisch wirksamsten Strahlen kommen bei größerer Entfernung überhaupt nicht mehr zur Wirksamkeit.

Damit wird den Bestrebungen zur Tiefenbestrahlung ein Ziel gesetzt. Die Wirkung wird bei einiger Entfernung der Röhren überhaupt zu gering.

Der Kernpunkt des ganzen Problems der Tiefenbestrahlung liegt, wie aus dem Gesamten evident wird, darin, daß das zu beeinflussende Gebiet homogen bestrahlt wird. Erst bei homogener Bestrahlung des gesamten in Frage kommenden Gebietes kann die oben beschriebene Elektivwirkung ungestört zur Geltung kommen. Es muß also eine Versuchsanordnung gefunden werden, die eine homogene Bestrahlung des zu beein-

flussenden Gebietes, wenn auch nicht vollkommen, so doch in möglichster Annäherung zuläßt.

Entfernen wir einen homogenen, ziemlich lichtdurchlässigen Körper von einer Lichtquelle immer mehr, so kann er in dem Augenblick als homogen absorbierend in seinen Teilen gelten, in dem seine eigene Tiefe im Vergleich zur Gesamtentfernung von der Lichtquelle sehr klein wird, da ja die Absorptionsabnahme in ihm als verschwindend gelten kann. So kann ein Würfel klaren Wassers von 10 cm Seite in einem Abstande von 5 m von einer Lichtquelle als in allen Teilen homogen absorbierend gelten, wobei wir natürlich von jeder Kantenwirkung usw. absehen.

Voraussetzung für diese Überlegung ist, daß keine selektive Absorption stattfindet, etwa analog den harten und weichen Strahlen der Röntgenröhre. Diese wird sich ganz niemals bei der X-Strahlung ausschließen lassen; aber wohl in hinreichender Annäherung, wie sogleich gezeigt werden soll.

Auf das Problem der Bestrahlung übertragen, können wir sagen: Ein Körper kann als homogen durchstrahlt gelten, wenn erstens seine Tiefendistanzen im Vergleich zum Abstand des Gebietes von der Strahlenquelle verschwindend sind; zweitens muß die in Frage kommende Röntgenstrahlung eine möglichst homogene von außerordentlicher Penetration sein, damit auch die Absorption als eine im ganzen Gebiete faktisch homogene bezeichnet werden kann.

Daß letzteres keineswegs ganz außer dem Bereiche der Möglichkeit liegt, kann man experimentell leicht dartun. Bei außergewöhnlich harten Röhren und großer Distanz bekommen wir fast keine Differenzierung mehr zwischen Knochen und Fleisch. Beide werden ähnlich stark durchdrungen. Bei unserem Problem handelt es sich fast nie um die Durchdringung von Knochen, so daß fast ausschließlich die Durchdringung von Fleisch und Muskelpartien, also von Medien in Frage kommt, die in bezug auf eine solche Strahlung als homogen absorbierend angenommen werden können.

Die letzte Konsequenz einer solchen Versuchsanordnung wäre eine völlige homogene Durchstrahlung des ganzen menschlichen Körpers. Theoretisch ist das keine völlige Unmöglichkeit. Gelingt es, eine hinreichend penetrierende Strahlung zu erzeugen,

und dieselbe in genügendem Abstand wirken zu lassen, dann muß eine annähernd homogene Durchstrahlung resultieren.

Setzen wir eine solche homogene Durchstrahlung voraus, dann wäre für die Wirkung der Röntgenstrahlen die Voraussetzung im ganzen menschlichen Körper genau die gleiche wie jetzt an der Oberfläche. An der Oberfläche tritt die elektive Wirkung rein zutage. Es ist eine tausendfältige Erfahrung vorhanden. Die gleichen Voraussetzungen würden in der Tiefe gelten, das heißt, die pathologischen Zellen würden erliegen, bevor die gesunden geschädigt werden. Es würde in einem solchen Falle vom physikalischen Standpunkt aus gegen die Bestrahlung eines tiefliegenden Tumors nichts einzuwenden sein, ebensowenig wie jetzt gegen die Bestrahlung eines solchen, der ganz oberflächlich liegt. Eine andere Frage freilich wäre, was die Natur dazu sagt, ob der menschliche Körper fähig ist, die Zerfallprodukte der durch die Strahlung zerstörten Krankheitsbildung zu resorbieren und zu beseitigen. Auf diese Frage kann hier nicht näher eingegangen werden. Nur so viel möge angedeutet werden, daß es, wenn auch nicht in allen Fällen, so doch in sehr vielen Fällen, sicher ist, daß der Körper diese Arbeit zu leisten vermag.

Die Versuche nun, eine solche aus theoretischen Überlegungen stammende Bestrahlungsanordnung durchzuführen, haben zu einer Anordnung geführt, die zunächst äußerlich beschrieben werden soll.

In einem Raume von etwa 20 qm Bodenfläche und 4 bis 5 m Höhe sind an der Decke auf isolierenden Stativen zwei oder mehrere Röntgenröhren angeordnet. Diese Röhren sind alle sehr hart und liefern eine Strahlung von ganz abnormer Penetrationsfähigkeit, die zum Beispiel mit der käuflichen Wehneltschen Skala zur Messung der Durchdringungsfähigkeit nicht mehr kontrollierbar ist. In der Nähe des Bodens in diesem Zimmer kann die Strahlung, die übrigens fast ganz Sekundärstrahlung ist, als homogen gelten. Der Leuchtschirm fluoresziert überall gleichmäßig. Die Handdurchleuchtung zeigt fast keine Unterschiede zwischen Fleisch und Knochen; aufgestellte eiserne Gestelle, deren Boden einige Centimeter über dem Boden des Zimmers liegt, hindern nicht, daß unter dem eisernen Boden der Leuchtschirm gleichfalls durch Sekundärstrahlen fluoresziert. Eine Bewegung des Leucht-

schirmes um etwa 1 m aufwärts macht keine deutlich erkennbare Veränderung in seiner Helligkeit aus. HOLZKNECHTsche Reagenzkörper verfärben sich demnach auch an verschiedenen Stellen des Bodens und etwa noch 1 m über dem Boden gleichmäßig langsam. Jedenfalls kann in einem solchen Raume für die Tiefe von einigen Centimetern im Körper die „physiologische Energie" als homogen bezeichnet werden. Wenn auch die oben angedeutete, theoretische Homogenität nicht erreicht wird, so bedeutet ja auch die Annäherung an dieses Ziel, daß eine Menge von Fällen der Bestrahlung zugänglich gemacht werden.

Die Bestrahlungsdauer wird natürlich sehr lang. Am Boden des Zimmers sind einige niedrige Bettstellen angebracht. Die Patienten bleiben, da sie von der Bestrahlung gar nichts zu merken brauchen, Wochen oder Monate unter dem Einfluß der Strahlung. Bei meinen Versuchen habe ich festgestellt, daß fast eine hundertstündige Bestrahlung zur Erreichung einer HOLZKNECHTschen Einheit (Bestrahlungseinheit nach dem HOLZKNECHTschen Chromoradiometer) nötig ist. Da nicht die geringste Belästigung für den Kranken mit der Bestrahlung verbunden ist, so hat die Dauer der Applikation keinen Anstand. Dagegen eröffnet sich die Perspektive, daß Transporte der pathogenen Keime durch die Lymph- oder Blutbahn, die sonst auf die Dauer zur Metastasenbildung führen, dem Einflusse der Strahlen ebenso erliegen, wie die ursprünglichen Tumoren. Des weiteren eröffnet sich die Perspektive der Prophylaxe, besonders bei diagnostisch nicht ganz sicher gestellten oder zur Ausartung geneigten Formen.

Es ist nun klar, daß mit der bekannten bisherigen Anordnung eine solche Bestrahlung nicht aufrecht zu erhalten wäre. Um sie überhaupt zu ermöglichen, müßten wir Röntgenröhren mit vielhundertstündiger Lebensdauer besitzen. Wir müßten sie immer gleichmäßig belasten können, so daß jede Gefahr einer spontanen Erweichung ausgeschlossen wäre. Die größte bis jetzt mit Funkeninduktor beobachtete Lebensdauer einer Röhre, die für Aufnahme, Bestrahlung und Durchleuchtung benutzt wurde, soll etwa 40 Stunden (144 000 Sekunden) betragen haben. Unter Lebensdauer ist damit verstanden die Zeit, während welcher die Röhre wirklich unter Strombelastung stand.

Um nun zu dem dargestellten Ziele zu gelangen, stellte ich zunächst eine ganze Reihe von Untersuchungen darüber an, welcher Zusammenhang zwischen der Erwärmung der Antikathode und der Entladungsform besteht. Schon in meinem Vortrage auf dem ersten Röntgenkongreß in Berlin 1905 [1]) habe ich darauf hingewiesen, daß die Stromform, also die Entladungskurve, von eminenter Wichtigkeit für die Lebensdauer der Röhre sei. Bei den zeitlich außerordentlich kurzen Impulsen, dem enorm raschen Abklingen der Öffnungsinduktion ist die Lebensdauer der Röhre bei Erzeugung ähnlicher Strahlenmengen sehr kurz, auch wenn man alle verkehrten Impulse (Schließungsinduktion) beseitigt. Solche Entladungen des Funkeninduktors sind für die diagnostischen Verwendungen des Röntgenverfahrens sehr gut und dürften nicht durch andere Entladungsformen ersetzt werden. Dagegen eignen sie sich nicht besonders gut für therapeutische Anwendung.

Ich behalte mir vor, auf die leider durch die Mittel unseres Institutes stark beeinflußten Versuchsreihen über den Zusammenhang zwischen Entladungskurve und der Erhitzung der Antikathode noch eingehend zurückzukommen. Jedenfalls scheint das Verhältnis für unseren Zweck um so günstiger zu werden, je langsamer die Impulse in der Röhre verlaufen, je länger ihre Zeitdauer also ist und je sinusförmiger sie werden.

Durch Transformation von Wechselstrom gelang es mir bei Versuchsanordnungen, die untenstehend näher bezeichnet sind, den Röntgenbetrieb bis zu 250 Stunden bei täglicher, etwa 8- bis 10stündiger, ununterbrochener Tätigkeit aufrecht zu erhalten. Die Strahlung war während ihrer ganzen Dauer eine außergewöhnlich harte.

Um zu einer geeigneten Versuchsanordnung zu gelangen, griff ich auf Vorrichtungen bekannter Art zurück, die in der Starkstromtechnik dazu dienen, die entgegengesetzten Phasen von Wechselströmen gleichzurichten und nutzbar zu machen.

Für hochgespannte Wechselströme, wie sie zum Betriebe von Röntgenröhren, besonders der hier verwandten von abnorm hohem

[1]) Verhandlungen des ersten Röntgenkongresses in Berlin, Vortrag 38 (Hamburg, Lucas Graafe u. Sillem); ferner Archiv f. physik. Med. 1906, Heft 1 (Leipzig, Otto Nemnich).

Widerstande, sich eignen, existierten damals solche Versuchsanordnungen noch nicht. Wohl hat seinerzeit KOCH[1]) ein Verfahren angegeben, um Wechselströme hoher Spannung für den Betrieb von Röntgenröhren nutzbar zu machen. Sein Verfahren bestand darin, daß er die technischen Wechselströme zunächst in hochgespannte Wechselströme transformierte und dann durch einen sekundär eingeschalteten, im Synchronismus arbeitenden Unterbrecher die entgegengerichteten Halbwellen herausschnitt und nur gleichartig gerichtete Halbwellen zur Röhre leitete. Die herausgeschnittenen nicht verwerteten Impulse machten sich störend durch Spitzenentladungen geltend und wurden von Verbesserern der Methode in Widerständen vernichtet. Auch Versuche zur Einführung von zwei Kathoden in die Röntgenröhre, um beide Impulse im Sinne der Zentralprojektion bei der Röntgenaufnahme zu verwerten, sind angestellt worden.

Dem gegenüber befand ich mich insofern im Vorteil, als mir gar nichts daran liegen konnte, eine zentralprojektivische Strahlung, die im Aufnahme- und Durchleuchtungsverfahren unerläßlich ist, zu gewinnen. Deshalb ging ich dazu über, den hochgespannten Wechselstrom ganz auszunutzen, indem ich zwei unabhängige Röntgenröhren gleichzeitig betrieb. Jede Röhre erhielt dabei gleichgerichtete Impulse.

Das erfolgt in der Weise, daß Ventilapparate eingeschaltet werden, die das Verteilen der Ströme in den beiden Röhren übernehmen. Jede Wechselstromperiode wird durch diese Schaltung halbiert und jede der beiden Röhren erhält je sämtliche Phasen einer Richtung. Wenn nur die Ventilvorrichtungen hinreichend wirksam sind, können die Röhren sogar ziemlich verschiedenen Härtegrad besitzen.

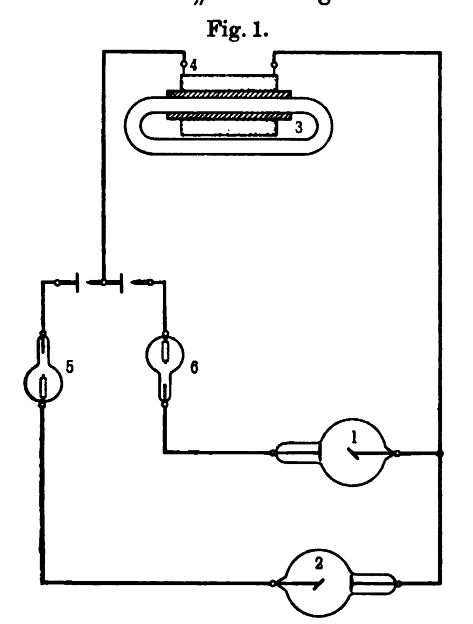
Auf der Zeichnung ist eine schematische Darstellung einer solchen Einrichtung gegeben. 1 und 2 sind die beiden Röntgenröhren, welche mit dem Wechselstrom-Hochspannungstransformator 3 in Verbindung stehen. Von der einen Anschlußklemme (4) des sekundären Solenoids gabelt sich die Leitung in zwei Äste, deren jeder eine Vorrichtung (5 und 6) mit ungleichem Wider-

---

[1]) FRANZ JOSEPH KOCH, Über eine Einrichtung zur Erzeugung hochgespannten Gleichstromes usw. Ann. d. Phys. (4) 14, 547—555, 1904.

stande gegenüber Impulsen verschiedener Richtung enthält. Solche Vorrichtungen sind beispielsweise Funkenstrecken mit Spitze und Scheibe, die bekannten GUNDELACHschen Ventilröhren, die WEHNELTschen Drosselröhren. Eine solche Vorrichtung genügt nicht in allen Fällen. Man kann sie in Serienschaltung oder bei höheren Intensitäten in Parallelschaltung kombinieren. In der letzten Zeit sind auch Röntgenröhren mit einseitig erhöhtem Widerstande, also gewissermaßen mit eingebauten Ventilen, unter dem Namen: „Schließungslichtfreie Röhren" in den Handel gebracht worden. Auch diese kann man benutzen. — Nach Passieren der Röntgenröhren kann die Leitung ohne weiteres wieder vereinigt und zum anderen Ende der sekundären Spulen des Hochspannungstransformators zurückgeführt werden, ebensowohl aber kann man auch hier nochmals Ventile einschalten. Die Funktionsweise ist ohne weiteres klar.

Fig. 1.



Wie erwähnt, habe ich solche Vorrichtungen in vielhundertstündigen Betrieben ausgeprobt und konnte den Betrieb auch, von einigen technischen Unebenheiten abgesehen, im wesentlichen störungsfrei aufrecht erhalten.

Auf diese Weise wurde zum ersten Male experimentell ein für gewisse Distanzen als ziemlich homogen anzunehmendes Röntgenstrahlenfeld erzielt. Man kann in einem solchen Felde eine ganze Reihe interessanter physikalischer Versuche über die Wirkungen der Röntgenstrahlen anstellen. Auffällig war insbesondere die enorm starke Elektrisierung des Körpers in einem solchen Raume. Ich möchte diese Beobachtung ohne weitere Ausführung zunächst nur andeuten, um später, wenn ich die Versuche wieder aufnehmen kann, eingehender darauf zurückzukommen.

Was unseren speziellen Anwendungszweck anlangt, die therapeutische Benutzung der Röntgenstrahlen, so hat diese prinzipiell neue Versuchsanordnung ganz wesentliche Verschiebungen im Gefolge. Zunächst löst diese Versuchsanordnung die grundlegende Frage, ob es sich bei einer ganzen Anzahl von therapeutischen Wirkungen um eine lokale Beeinflussung der erkrankten Stelle durch die lokal applizierten Strahlen handelt, oder ob die Reaktion eine mittelbar (durch Blutbeeinflussung oder dergleichen) ausgelöste ist. Meine Versuche lassen darüber bis jetzt ein abschließendes Urteil nicht zu. Indessen machten sie es sehr wahrscheinlich, daß wir es überwiegend mit indirekten Wirkungen zu tun haben. In diesem Falle wird die Homogenbestrahlung im Gegensatz zur jetzt benutzten lokalen Bestrahlung allgemein angewendet werden müssen. Es erschien bei den Versuchen so, als ob physiologische Reaktionen sich bei dieser Bestrahlungsart viel früher einstellten, als es der lokal applizierten Dosis erfahrungsgemäß entspricht. Wenn das sich weiterhin bewahrheitet, so ist die gesamte Röntgentherapie damit in ein neues Stadium ihrer Entwickelung getreten. Sie wird aus einer rein lokalen (die natürlich für Hautkrankheiten bestehen bleibt) eine Allgemeintherapie werden.

Was die Gefahr anlangt, so wird diese durch einen solchen Bestrahlungsmodus ganz außergewöhnlich herabgesetzt. Die Dosierung ist viel milder, zuverlässiger. Sie geschieht einfach nach der Zeit und, da die Stromkurve bekannt, nach der Stromintensität des Sekundärkreises. Die Messung der mittleren Feldstärke kann durch Photometrieren eines Leuchtschirmes geschehen.

Die Elektivwirkung tritt rein zutage. Normale Zellen, bei denen im Sinne der Zellentheorie also die organotypische Funktion überwiegt, brauchen gar nicht bis zur Reaktion zu kommen, während die anderen, im Sinne obiger Theorie, cytotypischen schon zerstört werden. Die Patienten selbst merken von der Bestrahlung fast nichts, insbesondere, wenn sie in einem vom Tageslichte erhellten und durchlüfteten Raume vorgenommen wird. Will man ganz vorsichtig sein, so kann man dennoch auch hier durch Schutzmaterialien unbeteiligte Körperstellen der Bestrahlung einigermaßen entziehen.

In der Medizin gewinnt die physikalische Richtung zurzeit

mehr und mehr an Tiefe und Breite. Die applizierten Energieformen: Wärme, Bewegung, Elektrizität, Licht, sind durch die neue: Röntgenstrahlen, vermehrt worden. Im Gegensatz zu den vorgenannten handelt es sich um eine Energieform, die in der normalen Lebenszone des Menschen natürlich nicht vorkommt. Die Wirkungen sind dann auch teilweise völlig andere, als die Wirkungen derjenigen Energieformen, die bisher angewandt wurden, und denen der Mensch teilweise in seinem alltäglichen Leben untersteht. Eine tausendfältige Kasuistik konnte bis jetzt der Röntgentherapie nicht über den toten Punkt hinweghelfen und über die prinzipiellen Grundfragen, von denen das Fortschreiten der Therapie abhängt, Aufklärung geben. Möge es der homogenen Bestrahlungsart beschieden sein, unser Erkennen weiter zu führen, gerade in einem Gebiete, das zu dem dunkelsten, und deshalb auch zu dem hoffnungsreichsten in der gesamten Medizin gehört.

Das Galvanometer als Nullinstrument bei Wechselstrommessungen;

von G. v. Ubisch.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 25. Januar 1907.)

(Vgl. oben S. 37.)

Im Jahre 1889 hat Herr RUBENS in WIEDEMANNS Annalen[1]) unter dem Titel: „Nachweis von Telephon- und Mikrophonströmen mit dem Galvanometer" eine kurze Notiz veröffentlicht über die Möglichkeit, Wechselströme mit dem Galvanometer nachzuweisen, indem man ein Mikrophon in den Stromkreis einschaltet. Dieses schwächt bei mechanischen Erschütterungen des Mikrophonkontakts, die mit der Periode des Wechselstroms synchron verlaufen, die eine Phase bedeutend stärker als die andere, so daß das Galvanometer einen einseitigen Ausschlag zeigt. Durch Anwendung dieser Methode ist man demnach imstande, in einer WHEATSTONEschen Brückenanordnung, die mit Wechselstrom beschickt wird, das Galvanometer als Nullinstrument zu benutzen, wenn man außerdem einen Mikrophonkontakt in die Brücke schaltet. In etwas anderer Weise wird dasselbe bei dem von AYRTON und PERRY[2]) konstruierten Secohmmeter erreicht, bei dem durch einen mit dem primären synchron laufenden zweiten Unterbrecher, der in den Galvanometerzweig eingeschaltet ist, der Strom, ehe er ins Galvanometer eintritt, kommutiert wird. Hierzu ist aber ein ziemlich komplizierter besonders eingerichteter Apparat erforderlich, während die Einschaltung eines einfachen Mikrophonkontakts in den Brückenzweig keine besonderen experimentellen Hilfsmittel erfordert und meist ohne weiteres ausgeführt werden kann. Herr Professor RUBENS hat mir die Aufgabe gestellt, zu untersuchen,

[1]) H. RUBENS, Wied. Ann. 37, 522, 1889.
[2]) AYRTON und PERRY, Lum. électr. 24, 401—424, 1887.

welche Empfindlichkeit sich mit dem Galvanometer als Nullinstrument in der Wechselstrommeßbrücke erreichen läßt und insbesondere, ob die Empfindlichkeit des Galvanometers mit Mikrophonkontakt diejenige des Telephons übertrifft.

Nur dann kann ein wesentlicher Teil des im Brückenzweige fließenden Wechselstroms in Gleichstrom umgewandelt werden, wenn die Schwingungen der Mikrophonplatte bezüglich ihrer Periode und Phase mit denen des Wechselstroms übereinstimmen, d. h. wenn die Mikrophonmembran durch eine mechanische oder elektrische Übertragung gezwungen ist, die Schwingungen des

Fig. 1.

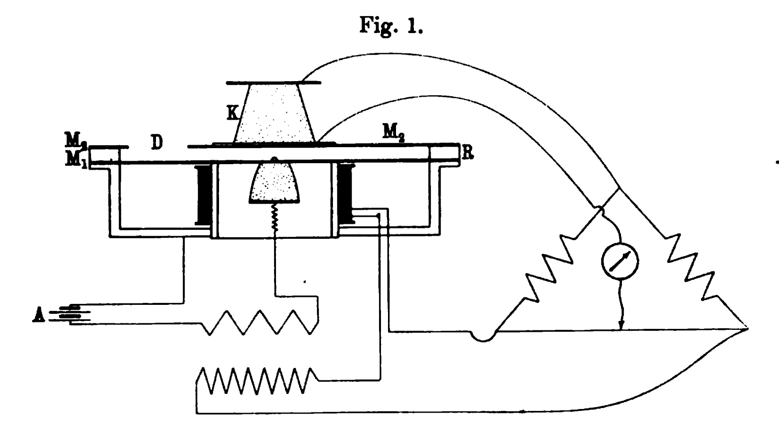


Fig. 2.

Wechselstroms mitzumachen. Das kann man bis zu einem gewissen Grade dadurch erreichen, daß man das Mikrophon gegen das Induktorium lehnt, oder es neben das Induktorium auf einen als Resonanzboden dienenden Kasten legt; selbst in diesen relativ ungünstigen Fällen liefert das Galvanometer bereits größere Meßgenauigkeit als das Telephon.

Vorstehende Anordnung (Fig. 1) erschien mir am zweckentsprechendsten.

Als Wechselstromquelle dient ein durch zwei Akkumulatoren betriebener Summertransformator von SIEMENS & HALSKE, einmal, weil er bei Einschaltung von Selbstinduktion nahezu sinusförmige

Ströme liefert[1]), und ferner, weil es leicht möglich ist, die Schwingungen der im primären Stromkreis befindlichen Metallmembran M_1 regelmäßig auf das Mikrophon zu übertragen. Auf der Metallplatte ruht ein ungefähr 1 cm dicker Metallring R, darauf eine zweite Metallplatte M_2 aus demselben Metall und von derselben Dicke wie M_1. Sie zeigt bei D einen einige Centimeter großen Ausschnitt, da der Summer bei vollkommen abgeschlossenem Luftraum nicht angeht. Genau auf die Mitte von M_2 ist ein Körnermikrophon K von Mix und Genest aufgesetzt, dessen Metallhülle entfernt ist, um es leichter zu machen und um einen mechanischen Kontakt der Mikrophonplatte mit der oberen Metallmembran zu ermöglichen. Gegen die Metallmembran ist das Mikrophon isoliert und leicht daran festgeklebt.

Bei den Messungen ist zu beachten, daß durch die schnellen Schwingungen (bei der verwendeten Platte waren es ungefähr 700 pro Sekunde) die Kohlekontakte im Mikrophon sich erwärmen, und dadurch schwache Thermoströme erzeugen. Doch erreichen sie nach wenigen Minuten einen konstanten Wert, so daß man nur nötig hat, die Stellung, die der Galvanometerzeiger anzeigt, wenn die Thermoströme hindurchgehen, als Nullstellung für die Messung zu betrachten. Die Nullpunktsverlegung durch diese Thermoströme erreicht selten ein Millimeter.

Ich füge jetzt einige Messungen hinzu, um die Empfindlichkeit der Anordnung zu zeigen im Vergleich zu derjenigen mit dem Telephon als Nullinstrument. Das verwendete Galvanometer war ein Deprez-d'Arsonval von 200 Ohm Widerstand und mittlerer Empfindlichkeit; es zeigte einen Ausschlag von einem Skalenteil bei einer Stromänderung von $1{,}6 \cdot 10^{-8}$ Amp.

1. Die Bestimmung der Leitfähigkeit einer verdünnten Lösung. Da das Galvanometer im Anfang immer Polarisation anzeigt, so muß das Widerstandsgefäß eine Zeitlang kurzgeschlossen bleiben, ehe man Wechselstrom hindurch schickt. Dann ist die Polarisation entweder ganz vernichtet oder bleibt doch auf einen kleinen Wert konstant.

Die verwendete Lösung war $KCl\ \frac{1}{10}$ normal.

---

[1]) Fig. 2 zeigt eine Aufnahme der Wechselstromkurve des Summers durch einen Oszillographen.

Nullpunkt offen	Nullpunkt geschlossen (Thermostrom)	Einstellung auf d. 1000-teiligen Meßbrücke	Nullpunkt geschlossen (Thermostrom)	Temperatur
530,5	530,3	250,5	530,3	17,3° C
530,5	530,3	250,5	530,3	
530,5	530,3	250,5	530,3	
530,5	530,3	250	530,3	
530,5	530,3	250	530,3	

Mittlere Brückeneinstellung mit Galvanometer und Mikrophonkontakt 250,25. Das entspricht einem Widerstande von 2550 Ohm.

1 mm Ausschlag entspricht einer Widerstandsänderung von 0,12 Proz.

$^1/_3$ mm ist noch mit Sicherheit meßbar.

Das Telephon zeigt ein Minimum bei etwa 250.

2. Vergleich zweier Selbstinduktionen[1]).

Nullpunkt offen	Nullpunkt geschlossen (Thermostrom)	Einstellung auf der 1000 teiligen Meßbrücke	Nullpunkt geschlossen (Thermostrom)
528	528,3	477,8	528,5
528	528,5	477,8	528,8
528	528,8	477,8	529,0
528	529,0	477,8	529,0
528	529,2	477,8	529,3
528	529,3	477,8	529,5
528	529,7	477,8	529,8

Brückeneinstellung mit Galvanometer und Mikrophonkontakt 477,8.

$^1/_3$ mm Ausschlag entspricht einer Widerstandsänderung von 0,01 Proz.

Das Telephon zeigt ein Minimum bei 478.

Das Verhältnis der Selbstinduktionskoeffizienten $\frac{S_1}{S_2}$ ergibt sich $= 1{,}0929$.

3. Dieselben Selbstinduktionen wurden einzeln mit einer Kapazität von 1 Mikrofarad verglichen[2]). Hierbei wurde einmal das Galvanometer nebst Mikrophonkontakt, das andere Mal das Telephon als Nullinstrument verwandt. Es ergab sich:

[1]) Kohlrausch, Lehrbuch der praktischen Physik 1905, § 117, 3.

[2]) Ebenda § 117, 4.

$$S_1 = 3{,}2096 \cdot 10^{-3} \text{ Henry} \qquad \frac{S_1}{S_2} = 1{,}0934.$$
$$S_2 = 2{,}9355 \cdot 10^{-3} \text{ Henry}$$

Der Unterschied der beiden Bestimmungen von $\frac{S_1}{S_2}$ ist 0,0005; das entspricht einer Verschiebung des Brückenkontakts um 0,1 mm.

Es ist von Interesse, festzustellen, welcher Teil des Wechselstroms sich durch das Mikrophon in Gleichstrom verwandelt; es ist klar, daß dies höchstens die Hälfte sein kann. Zu diesem Zwecke wurde in den sekundären Stromkreis des Summers ein Dynamobolometer von Paalzow und Rubens [1]) und ein Präzisionsmilliamperemeter geschaltet, außerdem nur das Mikrophon.

Die Tabelle zeigt das Resultat von 10 derartigen Messungen [2]).

Wechselstrom Amp.	Gleichstrom Amp.	Wechselstrom / Gleichstrom
0,003 05	0,000 89	3,4
0,003 79	0,000 85	3,7
0,003 79	0,001 05	3,9
0,003 24	0,000 98	3,3
0,002 39	0,000 80	3,0
0,004 14	0,001 45	2,9
0,004 68	0,001 60	2,9
0,004 77	0,001 67	2,8
0,004 26	0,001 50	2,8
0,004 26	0,001 20	3,5

Das Mikrophon läßt also etwa ein Drittel des Wechselstroms als Gleichstrom hindurch.

Danach ist anzunehmen, daß, wenn man in der Wheatstoneschen Brücke Ohmsche Widerstände einmal mit Gleichstrom und Galvanometer, das andere Mal mit Wechselstrom, Galvanometer und Mikrophon bestimmt, man dreimal so starken Wechselstrom wie Gleichstrom verwenden muß, um dieselbe Empfindlichkeit zu erhalten.

Um das Verhältnis der Empfindlichkeit beider Anordnungen auch direkt zu bestimmen, wurde eine Widerstandsmessung mit

[1]) Paalzow und Rubens, Wied. Ann. 37, 529—539, 1889.

[2]) Daß die Zahlen so erheblich voneinander abweichen, liegt an der Inkonstanz des Kohlekontakts, dessen Eigenschaften sich bei Erschütterungen verändern.

Sodann spricht Hr. **G. Leithäuser:**

Über die Oxydation des Stickstoffs bei der stillen elektrischen Entladung,

nach gemeinsam mit Hrn. E. WARBURG ausgeführten Versuchen.

— —

Endlich berichtet Hr. **O. v. Baeyer:**

Über die Struktur feinster Spektrallinien.

(Der Abdruck dieser Mitteilung ist bereits im vorigen Hefte, S. 84, erfolgt.)

— —

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. stud. phil. ROTTGARDT, Charlottenburg 2, Goethestr. 34.
(Vorgeschlagen durch Hrn. MAX ARNDT.)

Hr. FLOREY, Ingenieur der Maschinenfabrik A. Borsig, Berlin-Tegel.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. PLANCK.)

Hr. Ingenieur W. Berger, Steglitz, Rugestr. 5.
(Vorgeschlagen durch Hrn. A. WEHNELT.)

Hr. Dr. ARCIERO BERNINI, Assistent am physikalischen Institut der Universität Bologna.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. IKLÉ.)

Sitzung vom 8. März 1907.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Es werden genehmigt folgende

Satzungen des Ausschusses für Einheiten und Formelgröfsen.

§ 1.

Der Elektrotechnische Verein,
der Verband Deutscher Elektrotechniker,
der Verein Deutscher Ingenieure,
der Verband Deutscher Architekten- und Ingenieurvereine,
der Verein Deutscher Maschinen-Ingenieure,

die Deutsche Physikalische Gesellschaft,
die Deutsche Bunsen-Gesellschaft für angewandte physikalische Chemie,
der Österreichische Ingenieur- und Architekten-Verein,
der Elektrotechnische Verein in Wien,
der Schweizerische Elektrotechnische Verein,

gründen einen Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen (A. E. F.), dessen Aufgaben die folgenden sind:

1. Einheitliche Benennung, Bezeichnung und Begriffsbestimmung wissenschaftlicher und technischer Einheiten,
2. einheitliche Festsetzung der Zahlenwerte wichtiger Größen,
3. einheitliche Benennung und Begriffsbestimmung der in Formeln vorkommenden Größen, Aufstellung einheitlicher Zeichen für diese Größen,
4. sonstige einheitliche Abmachungen in Formfragen auf wissenschaftlichem Gebiete.

Die beteiligten Vereine werden die von diesem Ausschuß getroffenen Festsetzungen in ihren Vereins-Zeitschriften veröffentlichen und ihre Beachtung fördern.

§ 2.

Zu diesem Ausschuß ernennt jeder der beteiligten Vereine zwei Mitglieder und zwei Stellvertreter. Die Amtsdauer beträgt drei Jahre. Wiederernennung ist zulässig.

Die freiwillig oder durch den Tod ausscheidenden Mitglieder werden durch Neuwahl von ihren Vereinen ersetzt; das neue Mitglied wird für den Rest der Amtsdauer seines Vorgängers gewählt.

§ 3.

Der Ausschuß wählt alle drei Jahre aus seiner Mitte einen Vorsitzenden, einen stellvertretenden Vorsitzenden, einen Schriftführer und einen Kassenführer. Wiederwahl ist zulässig.

Der Ort der Verhandlungen ist in der Regel Berlin.

§ 4.

Der Ausschuß stellt seinen Arbeitsplan selbst auf.

Er bearbeitet die in Aussicht genommenen Aufgaben zunächst nach eigenem Ermessen und bringt seinen Entwurf in spruchreife Form.

Diese wird alsdann den Vereinen oder den von letzteren bezeichneten Vereinsorganen zur Beratung mitgeteilt und zugleich veröffentlicht.

Nach einer angemessenen vom Ausschuß festgesetzten Frist teilt jeder Verein das Ergebnis seiner Beratung dem Ausschuß mit. Zur gleichen Frist kann auch jedes Mitglied der Vereine sich dem Ausschuß gegenüber zu den veröffentlichten Aufgaben und Entwürfen äußern.

Das Schlußergebnis der eingegangenen Antworten wird vom Ausschuß festgestellt und veröffentlicht.

§ 5.

Der Ausschuß wird ermächtigt, sich mit Vereinigungen anderer Länder, welche ähnliche Bestrebungen verfolgen, in Beziehung zu setzen, um auf gemeinsamen Gebieten einheitlich vorgehen zu können.

§ 6.

Der Ausschuß hat die Befugnis, zur Bearbeitung einzelner Aufgaben geeignete Mitarbeiter heranzuziehen.

§ 7.

Die beteiligten Vereine behalten volle Freiheit, Aufgaben aus dem Arbeitsgebiet des A. E. F. in Angriff zu nehmen. Die Ergebnisse dieser und früherer einschlägiger Arbeiten sind dem Ausschuß mitzuteilen.

§ 8.

Die Beschlüsse des Ausschusses werden durch dreiviertel Mehrheit der anwesenden Mitglieder gefaßt.

§ 9.

Der Ausschuß gibt sich seine Geschäftsordnung selbst.

§ 10.

Das Urheberrecht des Ausschusses an seinen Veröffentlichungen hat der Vorsitzende auszuüben.

§ 11.

Der Ausschuß wählt alle drei Jahre einen der beteiligten Vereine zum geschäftsführenden Verein. Dieser hat für den Ausschuß die Kassen- und Bureaugeschäfte zu führen, die Mittel zur Bestreitung der Ausgaben des Ausschusses für Drucksachen, Schreibarbeiten, Porto und dergleichen vorzustrecken und am Schlusse des Jahres auf die beteiligten Vereine zu gleichen Teilen zu verteilen. Wiederwahl ist zulässig.

§ 12.

Die entstehenden Reisekosten fallen den einzelnen Vereinen zur Last.

§ 13.

Jeder der beteiligten Vereine hat das Recht, von der Teilnahme an A. E. F. zurückzutreten.

§ 14.

Vereine aus dem Gebiete der reinen und angewandten Naturwissenschaften in Deutschland oder deutschredenden Ländern, welche an den Arbeiten des A. E. F. teilzunehmen wünschen, können der Vereinigung beitreten.

Die Erklärung des Wunsches ist an den geschäftsführenden Verein zu richten, wird von diesem den Vereinen, die bisher die Vereinigung bilden, mitgeteilt und gilt als angenommen, wenn nicht binnen sechs Wochen Widerspruch erfolgt.

§ 15.

Änderungen dieser Satzungen können von den beteiligten Vereinen mit zweidrittel Mehrheit beschlossen werden. Jeder Verein hat dabei eine Stimme.

Berlin, Wien, Zürich, 1. Februar 1907.

Elektrotechnischer Verein. — Verband Deutscher Elektrotechniker. — Verein Deutscher Ingenieure. — Verband Deutscher Architekten- und Ingenieur-Vereine. — Verein Deutscher Maschinen-Ingenieure. — Deutsche Physikalische Gesellschaft. — Deutsche Bunsen-Gesellschaft für angewandte physikalische Chemie. — Österreichischer Ingenieur- und Architekten-Verein. — Elektrotechnischer Verein in Wien. — Schweizerischer Elektrotechnischer Verein.

Als Mitglieder des Ausschusses für Einheiten und Formelgrößen werden gemäß § 2 der vorstehend abgedruckten Satzungen gewählt:

Hr. **F. Neesen** und Hr. **Karl Scheel**

und als deren Stellvertreter

Hr. **H. Rubens** und Hr. **Max Wien.**

Sodann berichtet Hr. **H. Schmidt:**

Über Halleffekt und verwandte Erscheinungen bei einigen HEUSLERschen Legierungen

nach gemeinsam mit Hrn. **H. Zahn** ausgeführten Untersuchungen.

Endlich spricht Hr. **Erich Ladenburg:**

Über den photoelektrischen Effekt bei hohen Temperaturen.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. KARL BANGERT, wissenschaftlicher Hilfsarbeiter im Telegraphen-Versuchsamt, Charlottenburg 2, Pestalozzistr. 101. (Vorgeschlagen durch Hrn. F. KIEBITZ.)

Über Halleffekt und verwandte Erscheinungen bei einigen Heuslerschen Legierungen;

von H. Zahn und H. Schmidt.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 8. März 1907.)
(Vgl. oben S. 97.)

Der Halleffekt läßt sich, wenn man von den extremen Werten bei Tellur und Wismut und den noch immerhin großen bei Antimon und Kohle absieht, am besten bei den ferromagnetischen Metallen Eisen, Stahl, Nickel und Kobalt nachweisen; ebenso sind die übrigen im Magnetfelde auftretenden Erscheinungen, vornehmlich der von v. Ettingshausen und Nernst [1]) gefundene thermomagnetische Effekt, hier besonders gut ausgeprägt. So ist, um die Größenordnung zu charakterisieren, der Rotationskoeffizient R bei Eisen zwar 500- bis 1000mal kleiner als bei Wismut, aber etwa 10- bis 100mal größer als bei den in magnetischer Beziehung praktisch indifferenten Metallen.

Der Umstand nun, daß die magnetischen Eigenschaften offenbar von wesentlichem Einfluß auf die Größe der genannten Effekte sind, legte die Vermutung nahe, daß die letzteren auch bei den von Herrn Heusler [2]) entdeckten, magnetisierbaren Manganbronzen besonders deutlich ausgeprägt seien. Wir konnten in der Tat nachweisen, daß diese Legierungen den Hall- und thermomagnetischen Effekt in verhältnismäßig hohem Maße, ja sogar etwas stärker als Eisen zeigen, wiewohl die einzelnen Bestandteile der Legierungen die Effekte nur schwach erkennen lassen.

Das Plattenmaterial haben wir der Güte des Herrn Dr. Heusler zu verdanken, der uns in entgegenkommendster Weise von zwei Schmelzen je vier Proben, nämlich drei Platten und einen

---

[1]) A. v. Ettingshausen und W. Nernst, Wied. Ann. **29**, 343, 1886; W. Nernst, Wied. Ann. **31**, 760, 1887.

[2]) F. Heusler, W. Starck und E. Haupt, Über die ferromagnetischen Eigenschaften von Legierungen unmagnetischer Metalle. Marburg, Elwert, 1904.

Stab, überließ. Über diese Schmelzen finden sich Angaben in der Arbeit der Herren STARCK und HAUPT[1]); diesen zufolge enthält der als Schmelze 32 bezeichnete Guß 26,5 Proz. Mn, 14,6 Proz. Al — Atomverhältnis Mn : Al 3 : 3,2 — der Rest ist Kupfer. Der andere mit P_{10} bezeichnete Guß ist etwas bleihaltig; Mn 24,1 Proz., Al 12,0 Proz. — Atomverhältnis nahe 1 : 1 —, der Rest wieder Kupfer. Wie sich aus den Untersuchungen dieser Herren ergibt, waren die Güsse die stärkst magnetisierbaren aller überhaupt hergestellten; nach ihren Angaben war für $\mathfrak{H} = 150$

für 32	P_{10}	während für gutes Schmiedeeisen
$B = 5550$	6480	B etwa 18000 beträgt.

Auffallend war, daß unsere aus der Schmelze 32 stammenden Stücke sich magnetisch recht verschieden verhielten; zwei der Platten waren, wie sich schon ganz roh beim Annähern an den Magneten ergab, sehr stark magnetisierbar, die andere Platte und der Stab im Vergleich dazu recht schwach.

Das Material wird nur schwer von der Feile angegriffen, es oxydiert sich leicht beim Erwärmen und läßt sich nicht, oder richtiger gesagt sehr schlecht löten, unter Anwendung von Salmiak gelingt es, ein schwaches Haften von Weichlot zu erhalten. Die Stücke wurden von der Firma HANS HEELE, Berlin, durchschnitten[2]) und daraus Platten von etwa 6 cm Länge, 2 cm Breite und 0,1 cm Dicke geschliffen; dünnere Platten konnten leider nicht gewonnen werden. Um den Hallelektroden eine widerstandskonstante Verbindung zu geben, wurden die Platten etwas eingekerbt; in diesen kleinen Schnitt wurde die Elektrode dann eingelötet.

Bekanntlich können an einer im Magnetfelde befindlichen Wismutplatte, wenn dieselbe von einem elektrischen bzw. Wärmestrom durchflossen wird, acht Effekte[3]), und zwar vier trans-

[1]) W. STARCK und E. HAUPT, l. c. S. 265.

[2]) Die ursprünglich erhaltenen Platten sind mit 3, 4, 5 (Schmelze 32) und 1, 2, 6 (P_{10}) bezeichnet; die durch das Durchschneiden gewonnenen Platten sind durch die Indizes a und b unterschieden.

[3]) Näheres über diese Effekte bei E. VAN EVERDINGEN jr., Arch. Néerl. (2) **4**, 371, 1901; H. ZAHN, Ann. d. Phys. (4) **14**, 886, 1904. Es ist in der vorliegenden Arbeit nur von den Erscheinungen die Rede, die durch ein die Platte senkrecht durchsetzendes Magnetfeld hervorgerufen werden.

versaler und vier longitudinaler Natur beobachtet werden. Bei unseren Manganbronzen haben wir mit Sicherheit nur die beiden bereits erwähnten Transversaleffekte gefunden; von einigen anderen Effekten glauben wir das Vorhandensein erkannt zu haben; wir möchten jedoch diesen Beobachtungen nur geringen Wert beilegen.

Die Meßmethode war die nämliehe, wie sie der eine von uns in einer früheren Arbeit[1]) angewendet hatte. Zur Messung der Potentialdifferenz der Plattenränder diente ein zu diesem Zwecke konstruiertes Drehspulgalvanometer von kleinem Widerstande, das bei 10 Ohm Vorschaltwiderstand für 1 Mikrovolt bei 1 m Skalenabstand 5 mm Ausschlag gab. Bezüglich der Temperatureffekte[2]), die wir nicht bestimmt nachweisen konnten, möge nur erwähnt werden, daß eine Temperaturänderung von $^1/_{400}{}^0$ sich mit Sicherheit hätte erkennen lassen.

Zur Erzeugung des Magnetfeldes diente ein großer Halbringmagnet nach du Bois von Hartmann und Braun, der je nach Bedarf mit verschiedenem Polabstand verwendet wurde. Die Messung der Feldstärke geschah nach der ballistischen Methode[3]), wobei das Feld gemessen wurde, ohne daß die Platte im Felde war. Hierdurch sind unsere Resultate, die mit der so erhaltenen Feldstärke berechnet sind, mit einem prinzipiellen Fehler behaftet, indem dabei angenommen wird, daß die Platten dünn genug sind, um das Feld nicht zu stören. Dies trifft, wie wir uns überzeugt haben, nicht zu; das Feld wird, wie wir mit der Wismutspirale fanden, recht erheblich — bis um 10 Proz. — durch die Platte gestört; die prozentuale Störung ist von der Feldstärke abhängig und wird bei hohen Feldstärken gering, was durch die Sättigung der Platte zu erklären ist. Außerdem aber wurde bei ein und derselben Feldstärke die Störung größer oder kleiner gefunden, je nachdem die Wismutspirale sich mehr oder weniger nahe der eingebrachten Platte befand. Um die richtige Feldstärke zu erhalten, müßte man dieselbe direkt an der Plattenoberfläche

---

[1]) H. Zahn, l. c., S. 890 f.

[2]) Temperatureffekte, d. h. galvanomagnetischer und Leduceffekt, bei welchen das Magnetfeld eine Temperaturdifferenz der Plattenränder bewirkt.

[3]) D. h. bei den Messungen wurde die Stärke des Erregerstromes an einem Präzisionsstrommesser abgelesen und die zugehörige Feldstärke aus einer ballistisch erhaltenen Eichkurve entnommen.

messen, was schon wegen der endlichen Dicke der Wismutspirale ausgeschlossen ist, noch mehr aber wegen der Temperaturstörungen an der von einem starken [1]) elektrischen bzw. einem Wärmestrom durchflossenen Platte. Wir haben uns daher begnügt, für eine Platte — Nr. 6 b — in stromlosem Zustande, die Störungen möglichst nahe der Platte zu messen, und die so gefundenen Werte zur Korrektion der Feldstärke bei Messungen mit dieser Platte zu verwenden. Für die übrigen Platten haben wir dies nicht getan, da es bei einem so schlecht definierten [2]) Material, wie es die magnetischen Bronzen offenbar sind, von geringem Interesse sein dürfte, die genauen Werte der von uns untersuchten Effekte zu kennen.

Bei normalen Metallen, d. h. bei solchen, die nicht ferromagnetischer oder stark diamagnetischer Natur sind, werden die beiden Transversaleffekte ausgedrückt durch die Gleichungen:

$$R = \frac{E \,.\, \delta}{i \mathfrak{H}}; \qquad Q = \frac{E}{\mathfrak{H} \beta \frac{\partial t}{\partial x}} \quad \cdot \; \cdot \; \cdot \; \cdot \; \cdot \quad 1)$$

Hierin bedeuten R und Q die Koeffizienten des Hall- bzw. thermomagnetischen Effekts, δ und β die Plattendicke bzw. -breite, $\mathfrak{H}$ die Feldstärke, i den Primärstrom, $\frac{\partial t}{\partial x}$ das longitudinale Temperaturgefälle und schließlich E die auftretende Potentialdifferenz der Plattenränder.

Bei Eisen, Nickel und Kobalt sind aber R und Q nicht unabhängig von $\mathfrak{H}$, sondern, wie KUNDT [3]) für R zeigte, von der Magnetisierung. Es ist nun anzunehmen, daß dies auch für die magnetisierbaren Bronzen zutrifft. Die obige Gleichung für R müßte also geschrieben werden:

$$R' = \frac{(1 + 4 \pi \varkappa)}{\varkappa \mathfrak{H}} \frac{E \delta}{i}, \quad \cdot \; \cdot \; \cdot \; \cdot \; \cdot \; \cdot \quad 2)$$

wenn man die Platte als so dünn [4]) annimmt, daß der Entmagne-

[1]) Es wurden Primärströme bis zu 10 Amp. verwendet.

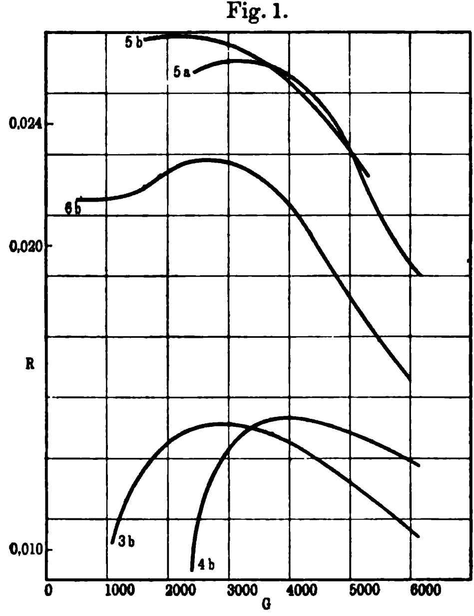
[2]) Vgl. die Untersuchungen von E. TAKE, Ann. d. Phys. (4) 20, 850 f., 1906.

[3]) A. KUNDT, Wied. Ann. 49, 257, 1893; für die übrigen Transversaleffekte H. ZAHN, l. c., S. 921.

[4]) Was nach dem über die Feldstörungen Gesagten in unserem Falle sicher nicht zutrifft.

tisierungsfaktor $= 4\pi$ gesetzt werden kann. $\varkappa$ ist die Susceptibilität des Plattenmaterials. Die Anwendung setzt aber die Kenntnis von $\varkappa$ voraus, das für so hohe [1]) Feldstärken jedoch nicht bekannt ist. Es liegt nun nahe, umgekehrt die Messung von R zur Bestimmung von $\varkappa$ zu verwenden, wie dies auch schon vorgeschlagen [2]) wurde. Am einfachsten würde sich dies gestalten, wenn man von schwachen Feldern ausginge, in denen $4\pi\varkappa$ als groß gegen 1 anzusehen ist, d. h.

Fig. 1.



$$R' = \frac{4\pi E\delta}{i\mathfrak{H}} = 4\pi R_0,$$

wenn R_0 ohne Beistrich den Koeffizienten nach der Formel 1) berechnet bedeutet; der Index 0 soll besagen, daß er für sehr schwache Felder gilt, in denen $\frac{E}{\mathfrak{H}}$ konstant ist. Dann erhält man für eine beliebige Feldstärke:

$$\varkappa = \frac{R}{4\pi(R_0 - R)}, \quad 3)$$

worin auch R nach 1) für das betreffende $\mathfrak{H}$ gefunden ist.

Wollte man die Gleichung 3) für unsere Platten anwenden, so würde man $\varkappa$ zu klein erhalten, da in unserem Falle der entmagnetisierende Faktor sicher kleiner als 4π ist. Aber auch hiervon abgesehen, zeigt die Betrachtung der Kurventafel (Fig. 1), daß Gleichung 3) hier versagt; es finden sich bei sämtlichen Kurven, die die Abhängigkeit des R von $\mathfrak{H}$ darstellen, Maxima für Feldstärken zwischen 2000 und 4000 Einheiten, so daß man ein negatives $\varkappa$ erhalten würde (Fig. 2). Die Erklärung hierfür

---

[1]) Die Untersuchungen der Herren Starck u. Haupt gehen bis $G = 150$.

[2]) du Bois, Magnetische Kreise. Berlin, Springer, 1894. S. 363. Wie Herr du Bois hervorhebt, würde sich eine hierauf gegründete Methode speziell zur Untersuchung des Sättigungsstadiums eignen.

bringt die Kurve 2 [1]), welche für die Platte 6 b die Abhängigkeit der Feldstörungen durch die Platte von der angewendeten Feld-

Fig. 2.

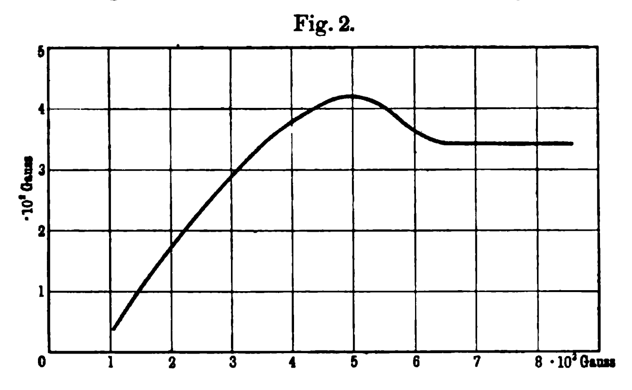
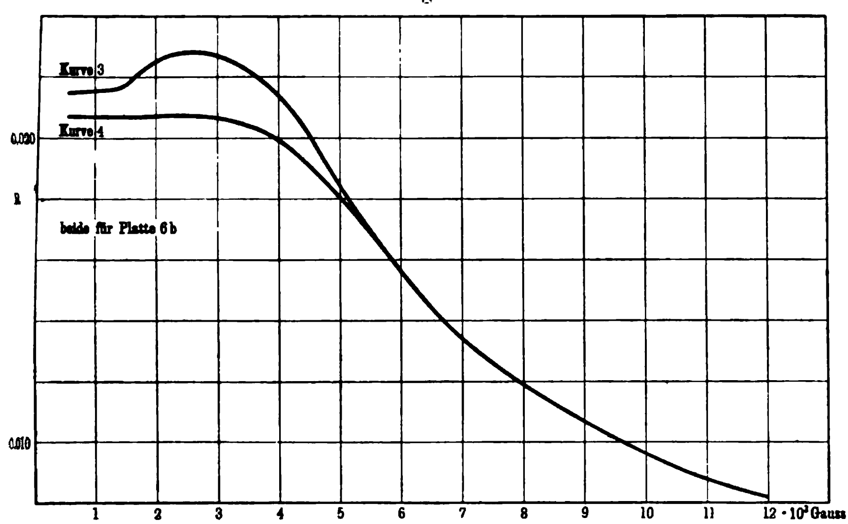


Fig. 3.

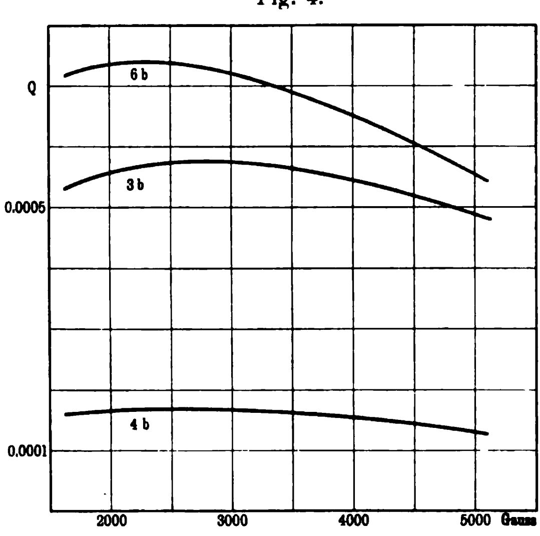


intensität zeigt; man kann daraus ersehen, daß die prozentuale Störung $= \frac{\text{Ordinate}}{\text{Abszisse}}$ für Feldstärken zwischen 2500 und 3500 Ein-

[1]) Die Kurve 2) ist aus 3 Versuchsreihen gewonnen, die übereinstimmend zeigen, daß die Kurve zwischen 0 und 1500 einen Wendepunkt haben muß, daß das Störungsmaximum bei Feldstärken zwischen 4000 und 6000 liegt und daß die Störung später einen konstanten Betrag annimmt.

heiten ein Maximum [1]) wird. An ungefähr derselben Stelle wird auch R ein Maximum, wie aus Kurve 3) (Fig. 3) ersichtlich ist, welche die Abhängigkeit des R von $\mathfrak{H}$ darstellt, ohne daß den Störungen Rechnung getragen wäre. Vergrößert man jedoch die am Amperemeter abgelesenen $\mathfrak{H}$ um die aus Kurve 2) zu entnehmenden Beträge und berechnet damit R, so erhält man Kurve 4), welche für höhere Feldstärken mit Kurve 3) zusammenfällt. Das

Fig. 4.



in 3) stark ausgeprägte Maximum hat sich in 4) bedeutend abgeflacht, und es ist anzunehmen, daß es ganz verschwinden würde, wenn man $\mathfrak{H}$ wirklich auf der Plattenoberfläche messen könnte.

Um ein Urteil über die Größenordnung zu gewinnen, haben wir $\varkappa$ für 6 b mit den korrigierten Werten für einige Feldstärken berechnet; $\varkappa$ wird demnach $= 1$, bei $\mathfrak{H}$ etwa $= 4500$, während es für $\mathfrak{H} = 10000$ etwa 0,008 beträgt.

Die vorstehenden Betrachtungen für R lassen sich, wenigstens bei den HEUSLERschen Legierungen, nicht ohne weiteres auf Q übertragen. Denn es ist, wie Herr TAKE gezeigt hat, die Magne-

---

[1]) Dies läßt vermuten, daß $\varkappa$ bei diesen Feldstärken ein Maximum hat.

tisierbarkeit dieser Bronzen in sehr hohem Maße[1]) von der Temperatur abhängig; wird also eine solche Platte von einem Wärmestrom durchflossen, so enthält sie sozusagen ein ganzes Susceptibilitätsspektrum. Es ist allerdings denkbar, daß die Abhängigkeit des $\varkappa$ von der Temperatur für kleine Feldstärken — Herr TAKE hat nur 8,6 absolute Einheiten verwendet — eine ganz andere ist als für große, bei denen das Material sich in der Nähe des Sättigungsstadiums befindet; hierfür spricht der Umstand, daß die Kurven, die die Abhängigkeit des Q von $\mathfrak{H}$ darstellen (Fig. 4), ihr Maximum wesentlich an derselben Stelle haben wie die R-Kurven.

In den nachfolgenden Tabellen 1 und 2 sind für eine Anzahl von Platten einige Werte für R und Q zusammengestellt, wobei wir uns auf die Angabe weniger hoher[1]) Feldstärken beschränken; nur für Platte 6 b in Tabelle 1 sind alle beobachteten Werte angegeben. Außerdem enthalten die Tabellen zum Ver-

Tabelle 1.

Mittlere Plattentemperatur etwa 22°.

Platte	$\mathfrak{H}$	$R \cdot 10^3$	Platte	$\mathfrak{H}$	$R \cdot 10^3$
2 a	4430	13,4	6 b	560	21,51
	6165	10,5		890	21,64
2 b	6120	11,2		1110	21,53
	6925	10,0		2140	22,62
3 b	4430	13,1		3160	22,44
	6165	10,4		3400	22,48
4 a	5325	13,3		4060	20,97
	6135	12,7		4430	20,20
4 b	4430	13,3		5430	17,08
	6165	12,7		5450	17,02
5 a	5370	21,6		6180	15,16
	6165	19,0		6220	14,96
5 b	3470	26,2		6655	14,13
	5120	22,8		6900	13,79
6 a	5400	11,5		9795	9,80
	6180	10,3		10810	8,99
				11700	8,35
				12300	8,07

[1]) Bei hohen Feldstärken macht sich, wie gezeigt wurde, der Einfluß der Störung wenig geltend.

Fe		Ni I		Ni II		Co	
$\mathfrak{H}$	$R.10^3$	$\mathfrak{H}$	$R.10^3$	$\mathfrak{H}$	$R.10^3$	$\mathfrak{H}$	$R.10^3$
4000	10,8	4000	7,2	4000	13,1	4400	1,6
10000	10,0	6000	6,8	6000	12,5		
		8000	5,7	10500	8,3		
		10600	4,7				

gleich die Werte der Koeffizienten für Eisen, Stahl, Nickel, Kobalt nach zwei früheren Arbeiten [1]) des einen von uns.

R ist hiernach immer positiv, hat also gleiches Vorzeichen wie Eisen, Stahl und Kobalt. Die Größe ist im allgemeinen die gleiche wie bei diesen Metallen, nur bei den Platten 5a, 5b und 6b ist *R* sogar noch größer. Auffallend ist, daß 6b ein größeres *R* besitzt, als die aus dem gleichen Stück geschnittene Platte 6a.

Tabelle 2.

Mittlere Plattentemperatur etwa 55°.

Platte	$\mathfrak{H}$	$Q.10^4$	Platte	$\mathfrak{H}$	$Q.10^4$
3b	3400	— 5,7	6a	3400	— 5,8
	5120	— 4,8		5100	— 4,9
4b	3400	— 1,6	6b	3400	— 7,0
	5100	— 1,3		5070	— 5,4
Eisen	6290	+ 10,5	Nickel I	10620	— 13,0
Stahl	—	+ 16,6	Nickel II	6290	— 35,5
Kobalt	—	— 18,0			

Q ist also immer negativ und durchschnittlich etwa halb so groß wie bei den anderen ferromagnetischen Metallen.

Einfluß der Temperatur.

Bei mehreren Platten haben wir auch den Einfluß der Temperatur auf die Größe der Koeffizienten untersucht. Der Einfluß war bei allen bezüglich Größe und Sinn der nämliche. Tabelle 3 veranschaulicht denselben bei den Platten 5a und 5b.

[1]) H. Zahn, l. c., S. 921 und Ann. d. Phys. (4) **16**, 153, 1905.

Tabelle 3.

t	Platte 5 a $\mathfrak{H} = 4500$ $R.10^3$	Platte 5 b $\mathfrak{H} = 5120$ $R.10^3$	t	Platte 5 a $\mathfrak{H} = 4420$ $Q.10^4$	Platte 5 a $\mathfrak{H} = 5080$ $Q.10^4$
— 190°	+ 8,8	—	— 20°	— 12,0	— 11,4
— 80	—	+ 16,5	+ 25	— 10,4	— 9,2
+ 18	+ 24,4	+ 22,8	+ 58	— 7,1	— 6,4
+ 82	+ 29,0	—			

R und Q zeigen also entgegengesetztes Verhalten; für R ist der Temperaturkoeffizient $\alpha =$ etwa $+ 0{,}003$, für $Q =$ etwa $- 0{,}006$, wenn man die Abhängigkeit durch die Formel

$$R = R_0(1 + \alpha t) \text{ bzw. } Q = Q_0(1 + \alpha t)$$

ausdrückt.

Wir haben ferner für Platte 5 a untersucht, ob R eine bleibende Änderung erfährt, wenn die Platte längere Zeit über den Umwandlungspunkt[1]) hinaus erhitzt wird. Nach den in Tabelle 3 dargestellten Abkühlungen bzw. Erwärmungen nahm nämlich R, nachdem die Platte die ursprüngliche Zimmertemperatur wieder erreicht hat, seinen alten Wert recht genau wieder an. Wir hielten Platte 5 a nun etwa 1 Stunde lang auf einer Temperatur von 230°. Nach Wiederabkühlung hatte R eine dauernde Verkleinerung von etwa 10° erfahren. Weitere Versuche in dieser Richtung haben wir nicht angestellt.

Zum Schluß lassen wir noch eine kleine Zusammenstellung[2]) folgen, welche die Werte von R und Q für die Heuslerschen Legierungen und ihre unmagnetischen Bestandteile umfaßt.

Metall	$R.10^5$	$Q.10^6$
Heuslersche Legierung	etwa + 1300	etwa — 500
Mangan	— 93	— 15
Aluminium	— 40	+ 20
Kupfer	— 50	+ 90
Blei	+ 9	+ 5

[1]) F. Take, l. c.

[2]) Die Werte von R und Q für Mangan und von Q für Aluminium sind von uns neu bestimmt, für die anderen Bestandteile haben wir die Werte der Herren v. Ellingshausen und Nernst angegeben.

Wenn man vom Blei absieht, das in Schmelze 32 gar nicht, in P_{10} nur in geringer Menge vorhanden ist, so sieht man, daß für die HEUSLERschen Legierungen R nicht nur viel größer ist als für die Bestandteile, sondern auch entgegengesetztes Vorzeichen besitzt. Es lassen also auch die von uns untersuchten Manganbronzen erkennen, daß die ferromagnetischen Metalle eine besondere Stellung hinsichtlich der galvanomagnetischen[1]) und thermomagnetischen Effekte einnehmen.

Bezüglich der übrigen im Magnetfelde auftretenden Effekte sei noch kurz folgendes erwähnt. Vom galvanomagnetischen Temperatureffekt ließ sich keine Spur nachweisen; es ist der Koeffizient P sicher kleiner als $3 \cdot 10^{-8}$ (bei Eisen ist $P = 6 \cdot 10^{-8}$)[2]). Das Vorhandensein des Leduceffekts, nämlich die Drehung der Isothermallinien, glauben wir erkannt zu haben; unseren Beobachtungen zufolge ist der Sinn der Drehung der nämliche wie beim Eisen, das Vorzeichen also positiv. Wir konnten ferner eine geringe Widerstandszunahme nachweisen, $\frac{\Delta w}{w}$ in starken Feldern etwa 0,0007; doch haben wir nicht untersucht, ob das Volumen der Platte dabei unverändert bleibt. Die thermomagnetischen Longitudinaleffekte scheinen beide vorhanden zu sein; jedenfalls aber sind sie außerordentlich klein.

[1]) Wenn man, wie dies neuerdings häufig geschieht, den Halleffekt als „galvanomagnetischen Potentialeffekt“ bezeichnet.

[2]) H. ZAHN, l. c., S. 923. — Der Umstand, daß P sich bei Eisen, wo es doch auch recht klein ist, verhältnismäßig gut nachweisen ließ, ist durch das verwendete zehnmal dünnere Eisenblech leicht zu erklären.

Berlin, Physikalisches Institut, März 1907.

Jahrg. 5 *Heft 7*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. | 15. April 1907. | Nr. 7.

Sitzung vom 22. März 1907.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Die Sitzung findet im Hörsaal des physikalischen Instituts der neuerbauten Handelshochschule statt.

Hr. **F. F. Martens** erläutert die Räume und Einrichtungen des physikalischen Instituts der Handelshochschule und ladet zu einem Rundgange durch das Institut nach Schluß der Sitzung ein. Sodann demonstriert er einige Vorlesungsversuche, nämlich:

1. Zur optischen Untersuchung von Stimmgabelschwingungen;
2. Demonstration der Fortpflanzung des Schalles in einer Röhrenleitung;
3. Demonstration von Schallschwingungen in Luft;
4. Demonstrationen der stehenden Wellen in einer Pfeife durch Membranen mit seitlichem Spiegel;
5. Über das QUINCKEsche Interferenzrohr mit zwei Schallwegen;

die beiden letztgenannten Demonstrationen nach gemeinsam mit Hrn. **F. Handke** angestellten Versuchen.

Sodann führt Hr. **W. Biegon von Czudnochowski** eine

selbsttätig sich einstellende Vakuumskala

vor und macht

Bemerkungen zur Geschichte unserer Kenntnis von der Ionisierung der Gase, sowie über einen einfachen Demonstrationsversuch betreffend die Ionisierung der Luft durch glühende Körper.

Endlich berichtet Hr. **J. E. Lilienfeld:**

Über neuartige Erscheinungen in der positiven Lichtsäule der Glimmentladung. Zweite Mitteilung: Positive Elektronen.

Eine von Hrn. **Bruno Glatzel** beabsichtigte Mitteilung:

Messungen in Schwingungskreisen,

wird der vorgerückten Zeit halber auf die nächste Sitzung verschoben, doch wird inzwischen deren Abdruck in den Verhandlungen der Gesellschaft beschlossen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. cand. phil. Eddy Tieffenbach, Berlin NW. 6, Marienstr. 6.
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. Pohl.)

Hr. Hans Schmidt, Jena, Lutherstr. 100.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. Mecklenburg.)

Hr. cand. ing. Lewinthal, Cöthen, Polytechnikum.
(Vorgeschlagen durch Hrn. G. Berndt.)

Hr. stud. Hammer, Karlsruhe, Bunsenstr. 15.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. Westphal.)

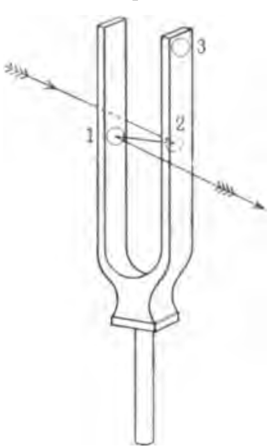
Zur optischen Untersuchung von Stimmgabelschwingungen;

von F. F. Martens.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. März 1907.)
(Vgl. oben S. 109.)

1. Es ist üblich, Stimmgabelschwingungen dadurch sichtbar zu machen, daß an der äußeren Fläche des oberen Endes einer Stimmgabelzinke ein Spiegel (3 in Fig. 1) befestigt wird. Die vom Spiegel reflektierten Lichtstrahlen treffen entweder einen rotierenden Spiegel, welcher den in ein Band ausgezogenen Lichtfleck in eine Sinuslinie auflöst, oder einen zweiten kleinen Spiegel, der in gleicher Weise an einer zweiten zur ersten senkrechten Stimmgabel befestigt ist und die bekannten Lissajousfiguren erzeugt.

Fig. 1.



2. Zweckmäßiger ist es, den Spiegel nicht am oberen Ende, sondern etwa in der Mitte der Stimmgabelzinke anzubringen, weil dadurch die Stimmgabel viel weniger beeinflußt wird, während die Drehungen des Spiegels fast unverändert bleiben.

Auch kann man dem Lichtstrahl leicht die doppelte Drehung erteilen durch die in Fig. 1 dargestellte Anordnung, bei welcher die Spiegel 1 und 2 an den inneren Flächen der Stimmgabelzinken angebracht sind. Diese Anordnung hat noch den Vorzug, daß eine Drehung der ganzen Stimmgabel — wie sie beim Anschlagen oder Anstreichen sich nicht ganz vermeiden läßt — ohne störenden Einfluß ist.

3. Die Herren Sieveking und Behm[1]) prüfen die Elongationen einer Stimmgabel, indem sie die Zinken durch abgestimmte Glas-

[1]) Sieveking und Behm, Ann. d. Phys. (4) 15, 793 bis 814, 1904.

fäden verlängern und die großen Elongationen der freien Enden der resonierenden Glasfäden messen. Man kann vielleicht in ähnlicher Weise die Drehungen der Spiegel 1 und 2 vergrößern, indem man die Zinken durch abgestimmte Federn verlängert und die Spiegel an den freien Enden der Federn anbringt. Befestigt man die so oder nach Fig. 1 mit zwei Spiegeln ausgerüstete Stimmgabel zwischen Kollimator und Fernrohr, so kann man sehr kleine Schwingungen der Stimmgabel erkennen und etwa durch ein Okularmikrometer messen.

4. Die Herren SIEVEKING und BEHM benutzen die Resonanz ihrer Meßstimmgabel zu praktisch wichtigen Messungen. Sie bringen eine erregende Stimmgabel an verschiedene Stellen eines auf seine Akustik hin zu untersuchenden Raumes; auch prüfen sie die Durchlässigkeit verschiedener Stoffe für Schallwellen. Vielleicht lassen sich diese Untersuchungen einfacher mit Hilfe einer resonierenden Stimmgabel mit der oben beschriebenen optischen Ausrüstung ausführen.

Demonstration der Fortpflanzung des Schalles in einer Röhrenleitung;

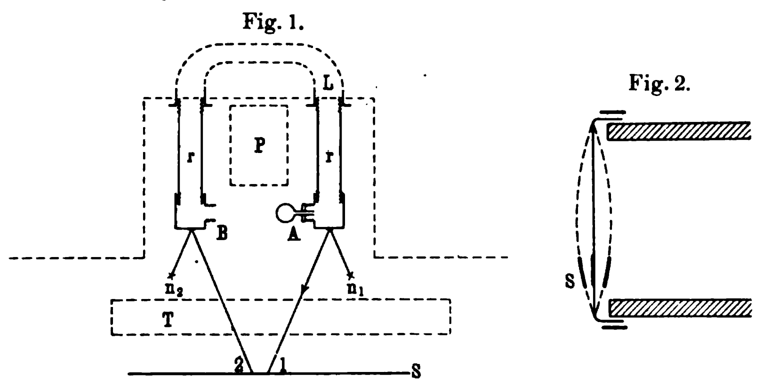
von F. F. Martens.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. März 1907.)

(Vgl. oben S. 109.)

1. Im Hörsaal des Physikalischen Instituts der Handelshochschule befindet sich eine TÖPLERsche Schalleitung L (s. Fig. 1), welche unter dem Podium auf den Fußboden verlegt ist und aus Eisenrohren von 26 mm innerem Durchmesser besteht. Die 106,9 m lange Leitung hat ihre beiden Mündungen an den Seiten des Projektionsapparates P und kann durch zwei eingeschraubte Rohre r von je 2,42 m auf die Gesamtlänge $1 = 111{,}7$ m gebracht

Fig. 1.



werden. Auf die freien Enden der Rohre r sind T-Stücke geschraubt. Die in der Verlängerung von r liegenden Öffnungen der T-Stücke sind mit Gummimembranen überspannt, von denen jede an ihrem unteren Rande einen kleinen Hohlspiegel trägt. Die Hohlspiegel entwerfen von den Nernstfäden n_1 und n_2 zwei reelle Bilder 1 und 2 auf dem Projektionsschirm S. Die Öffnung A des einen T-Stückes trägt einen Gummiball.

2. Ist die Öffnung B des anderen T-Stückes offen, so geschieht bei plötzlichem Druck auf den Ball folgendes: die Membran bei A baucht sich aus (s. Fig. 2), der Spiegel wird nach

unten geneigt, infolgedessen auch das Bild 1 des Nernstfadens. Ist c die Schallgeschwindigkeit der erzeugten Verdichtungswelle in der Schalleitung, so kommt nach der Zeit l/c die Verdichtungswelle bei B an; die hier befindliche Membran bleibt in Ruhe, weil sich der Innendruck, wegen der Nähe der freien Öffnung B, nicht merklich ändert. An B wird die Verdichtungswelle als Verdünnungswelle reflektiert, welche nach der Zeit $2\,l/c$ in A ankommt, die Membran ins Rohr hineinzieht und den Lichtpunkt 1 in die Höhe treibt. Nach der Zeit $3\,l/c$ ist die Verdünnungswelle bei B, nach $4\,l/c$ ist wieder eine Verdichtungswelle bei A; so kann man etwa 10 Ausschläge von 1 zu den Zeiten 0, $2\,l/c$, $4\,l/c$ usw. beobachten.

Ist die Öffnung B verschlossen, so ist die Erscheinung folgende: wird der Gummiball bei A gedrückt, so geht 1 nach unten, nach l/c Sekunden geht 2 nach unten, nach $3\,l/c$ wieder 1 nach unten usw. Zählt man die Ausschläge beider Spiegel, so kann man etwa bis 22 zählen.

Die Zeitintervalle werden dadurch bestimmt, daß ein Metronom auf die Schwingungsdauer l/c eingestellt wird. Sodann wird die Schwingungsdauer des Metronoms mit einer Sekundenuhr gemessen. Die Zeit von ungefähr sieben Sekunden, in welcher die Schwingungen noch erkennbar sind, ist von der Länge der Schallleitung unabhängig, wächst aber bei Vergrößerung des Rohrdurchmessers. Da die genaue Messung dieser Zeit die einzige Schwierigkeit der Methode bildet, wird die Genauigkeit des Resultats durch eine Vergrößerung des Rohrdurchmessers gesteigert, während durch Verlängerung der Schalleitung nichts gewonnen wird.

Das Resultat ist, korrigiert auf trockene Luft von 0°, etwa 296 m/sec, liegt also zwischen der isothermen und der adiabatischen Fortpflanzungsgeschwindigkeit.

3. Um die Fortpflanzung eines Schalles zu demonstrieren, wird der Gummiball bei A durch eine Trommel ersetzt; das eine Trommelfell ist entfernt, durch einen Blechtrichter wird der Hohlkörper der Trommel mit der seitlichen Öffnung des T-Stückes verbunden.

4. Will man die Geschwindigkeit der durch den Gummiball erzeugten Verdichtung genauer messen, so bieten sich folgende Methoden:

Man kann die Druckwelle periodisch (bei geschlossenem Ende B in Intervallen von $2\,l/c$, also etwa $^2/_3$ Sekunden) erregen, etwa durch ein Pendel, welches einen Kolben in ein Rohr hineintreibt.

Oder man stellt zwischen A und dem Projektionsschirm einen rotierenden Spiegel von bekannter Umdrehungszahl auf und mißt den Abstand der entstehenden maximalen Ausschläge.

Anmerkung bei der Korrektur: Soeben macht mich Hr. Dr. GLATZEL auf eine Arbeit aufmerksam, in welcher Hr. ROBERT KEMPF-HARTMANN die Schwingungen einer Membran auch durch einen seitlich an der Membran befestigten Spiegel untersucht hat. (Ann. d. Phys. (4) 8, 481—538, 1902.) Verf. spricht nicht direkt gegen die Membran, sondern befestigt den Spiegel an einer Telephonmembran und spricht in ein Mikrophon.

Demonstration von Schallschwingungen in Luft;
von F. F. Martens.

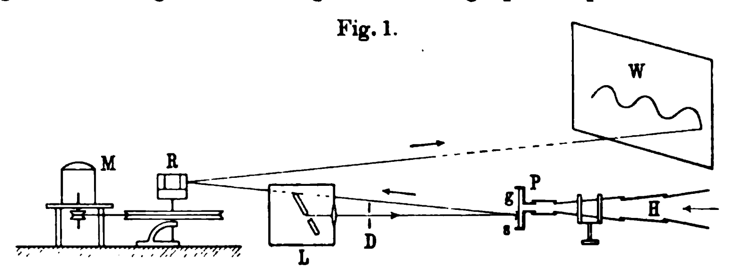
(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. März 1907.)

(Vgl. oben S. 109.)

1. Das enge Diaphragma D (s. Fig. 1) ist nahe dem Brennpunkte eines kleinen Hohlspiegels s aufgestellt, welcher nach Reflexion der Lichtstrahlen an dem drehbaren Spiegel R ein scharfes Bild des Diaphragmas auf der entfernten weißen Wand W entwirft. Damit dies Bild möglichst hell ist, wird der obere heiße positive Krater einer Bogenlampe L durch eine kleine Linse auf s abgebildet.

Der Hohlspiegel s ist am unteren Rande der Glimmerplatte g einer käuflichen Phonographenkapsel P befestigt. Die in der Figur rechtsliegende Öffnung der Phonographenkapsel ist durch

Fig. 1.



einen kurzen Gummischlauch mit dem der Länge nach veränderlichen Schalltrichter H verbunden. Das Rohr zwischen Kapsel und Schalltrichter ist in der Horizontalebene um 90 Grad umgebogen, so daß der in den Schalltrichter Hineinsprechende den auf der Wand entstehenden Wellenzug beobachten kann.

Der Spiegel R kann durch den Motor M in Rotation versetzt werden. Die große Schnurscheibe am Spiegel hat 132, die kleine am Motor 24,2 mm Radius, so daß (abgesehen von Schlüpfung) die Umdrehungszahl des Spiegels sich zu der des Motors verhält wie 1 zu 5,45. Der Motor ist ein vierpoliger Wechselstrom-Synchronmotor der A. E.-G., dessen Anker an einer Seite einen

Kommutator, an der anderen zwei Schleifringe trägt; die Magnetspulen liegen am Kommutator. Beim Anlassen wird Wechselstrom dem Kommutator zugeführt, beim Gebrauche als Synchronmotor dagegen den Schleifringen. Der Wechselstrom wird einer 5 KW-Drehstrommaschine entnommen, welche mit einem 8,5 PS-Gleichstrommotor direkt gekuppelt ist. Dies von SIEMENS-SCHUCKERT gelieferte Aggregat wird durch eine große Akkumulatorenbatterie getrieben und kann vom Hörsaal aus auf verschiedene konstante Umdrehungszahlen gebracht werden. Dadurch ist es möglich, die Umdrehungszahl des Spiegels R zu variieren und viel konstanter zu halten, als es bei Regulierung eines kleinen Nebenschlußmotors durch Widerstände möglich wäre.

Dringt eine periodische Schallwelle in den Schalltrichter ein, so wird die Glimmerplatte periodisch ausgebaucht, wobei der Lichtpunkt an der Wand auf und nieder schwingt. Wird R in Rotation versetzt, so sieht man die Wellenlinie, welche den Innendruck an der Glimmerplatte als Funktion der Zeit darstellt.

Die Wellenlänge L des an der Wand sichtbaren Wellenzuges ist

$$L = \frac{4 \pi A n}{N},$$

worin

A der Abstand des rotierenden Spiegels R von der Wand,

n die Umdrehungszahl von R,

N die Schwingungszahl der Schallwellen.

Ist p die Anzahl der Spiegel von gleichem Winkelabstand, aus denen der rotierende Spiegel zusammengesetzt ist, ferner k eine beliebige ganze Zahl, so muß die Umdrehungszahl des rotierenden Spiegels

$$n = \frac{N}{p k}$$

sein, damit jeder einzelne Spiegel den Wellenzug an derselben Stelle abbildet; bei den Versuchen war $p = 8$.

Einige Demonstrationen gelingen auch recht gut, wenn man einfach die schwere, mit R verbundene Scheibe mit der Hand in schnelle Drehung versetzt; beim Abklingen der Drehung steht die beobachtete Erscheinung mehrmals still.

2. Damit der Wellenzug an der Wand ein getreues Bild der erregenden Schallwelle darstellt, muß die Glimmerplatte eine recht hohe Schwingungszahl im Vergleich zur Schallwelle haben und merklich gedämpft sein. Die benutzte Glimmerplatte resoniert auf den Ton $N = 4000$ einer Galtonpfeife. Bei derselben Schwingungszahl scheint das Trommelfell des menschlichen Ohres in Resonanz zu geraten, denn der Ton 4000 rief sehr lebhafte Schmerzempfindung im Ohr hervor, was bei etwas höheren und tieferen Tönen nicht der Fall war.

Die charakteristischen Schwingungen der einzelnen Vokale gibt die Glimmerplatte gut wieder.

Die unangenehmen Töne einer sogenannten Huppe, einer Zungenpfeife, zeigen eine aus Grundton und erstem harmonischen Oberton (Prim und Oktave) resultierende Schwingungsform. Das Druckmaximum des Grundtones fällt stets mit einem Druckmaximum des Obertones zusammen, wird also steiler. Das Druckminimum des Grundtones fällt stets mit einem Druckmaximum des Obertones zusammen, wird also verbreitert und durch eine Einschnürung in zwei Minima getrennt.

Bei stärkerem Anblasen von Lippenpfeifen, beim Verändern der Länge einer angeblasenen Pfeife, sowie beim Decken einer offenen Pfeife ändert sich natürlich die Wellenlänge an der Wand; bei diesen Versuchen ist k zweckmäßig eine gerade Zahl.

Man kann auch die Wellen untersuchen, die beim Anblasen von Resonatoren, von Weinflaschen usw. entstehen.

Auch den gedämpften Wellenzug, der beim Anschlagen einer Glocke entsteht, kann man deutlich erkennen.

Die Schallwelle, die wir als Geräusch empfinden, kann man sichtbar machen, indem man gegen eine Schweinsblase schlägt, die über eine Trommel gespannt ist.

3. Die Schwingungen des Spiegels an der Glimmerplatte lassen sich noch auf manche andere Weise untersuchen als mit der beschriebenen Anordnung.

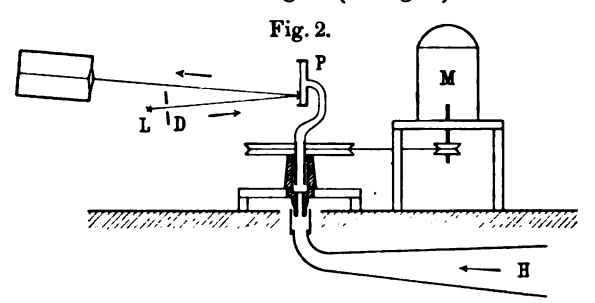
Anstatt auf die Wand B, kann man das Lichtbündel in das Objektiv eines photographischen Apparates fallen lassen. Solche Aufnahmen sollen in einiger Zeit veröffentlicht werden.

Man kann auch den rotierenden Spiegel durch eine rotierende, mit einem photographischen Film bespannte Trommel ersetzen.

Die Riemenübertragung wird man vorteilhaft durch eine Schnecken- oder Zahnradübertragung ersetzen.

Man kann auch die Anwendung eines besonderen rotierenden Spiegels vermeiden, indem man die Phonographenkapsel *P* selbst um eine hohle vertikale Achse rotieren läßt, durch welche die Schallwellen von *H* her eindringen (s. Fig. 2).

Fig. 2.



Kittet man den Spiegel nicht direkt auf die Glimmerplatte, sondern benutzt Hebelübertragung, so kann man die Amplituden leicht vergrößern. Wahrscheinlich ist aber, daß dadurch die Bilder weniger getreu werden.

Ohne Bedenken kann man die Methode dadurch empfindlicher machen, daß man den Membranspiegel die Lichtstrahlen zweimal reflektieren läßt.

Demonstration der stehenden Wellen in einer Pfeife durch Membranen mit seitlichem Spiegel;

von F. Handke und F. F. Martens.

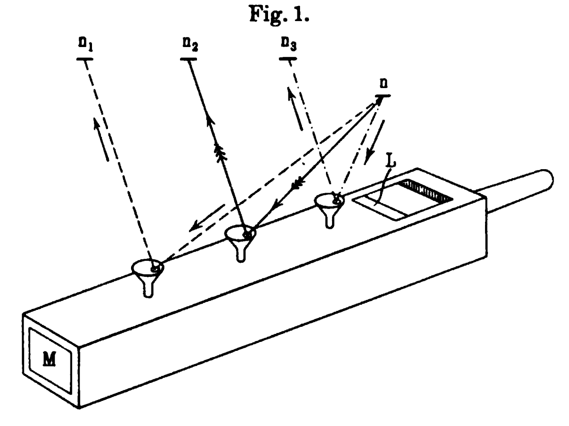
(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. März 1907.)

(Vgl. oben S. 109.)

Es ist üblich, die stehenden Schwingungen in einem Pfeifenkörper durch KÖNIGsche Flammenkapseln nachzuweisen.

Vorteilhafter ist die in Fig. 1 dargestellte Methode. Der Pfeifenkörper, gemessen vom Labium L bis zur freien Öffnung M, ist bei $^1/_4$, $^2/_4$, $^3/_4$ seiner Länge durchbohrt. In die Durchbohrungen

Fig. 1.



sind kleine Glastrichter eingesetzt und mit Klebwachs abgedichtet. Die Trichtermündungen sind mit Membranen aus Goldschlägerhaut überspannt. Die Membranen tragen seitlich je einen kleinen Hohlspiegel. Die Hohlspiegel entwerfen von dem Nernstfaden n drei reelle Bilder n_1, n_2, n_3 etwa auf der Wand des Hörsaales. Bei schwachem Anblasen der Pfeife (am besten durch komprimierte Luft aus einer Bombe) und Ertönen des Grundtones erscheint n_2 in ein ziemlich langes weißes Band ausgezogen, n_1 und n_3 in weniger lange. Bei stärkerem Anblasen ertönt der erste harmonische Oberton, die Oktave; n_2 steht still, während n_1 und n_3 in lange weiße Bänder ausgezogen sind.

Über das Quinckesche Interferenzrohr mit zwei Schallwegen;

von F. Handke und F. F. Martens.

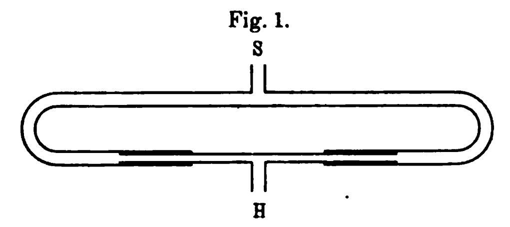
(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. März 1907.)

(Vgl. oben S. 109.)

---

1. Das gleichzeitige Ausziehen zweier paralleler Auszüge von ziemlich großem Abstand ist stets schwierig, weil die Auszüge die Neigung haben, in den Führungsröhren zu „ecken“. — Dieser mechanische Fehler der gebräuchlichen Form des QUINCKEschen Interferenzrohres ist bei der in Fig. 1 gezeichneten Anordnung

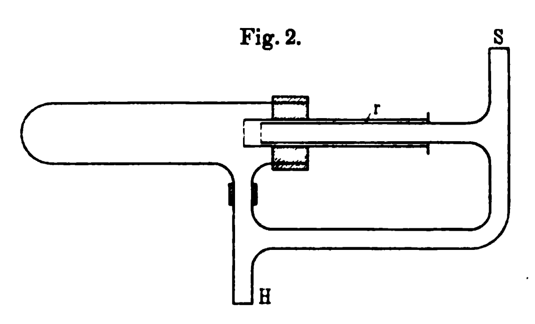
Fig. 1.



vermieden. Das bewegliche Rohr mit der Mündung H hat in allen Stellungen eine sichere Führung und läßt sich daher leicht verschieben. Ist die Schallquelle — etwa eine Stimmgabel von 512 Schwingungen mit der Wellenlänge 64 cm — bei S aufgestellt, so kann man die beiden bei H wieder vereinigten Schallwellen durch einen Gummischlauch dem Ohre zuführen. In der gezeichneten Stellung von H hört man ein Maximum. Verschiebt man das bewegliche Rohr mit der Mündung H um 16 cm nach links, so ist die Wegdifferenz der rechts und links herumgelaufenen Welle $1/2\,\lambda$, man hört ein Minimum; bei einer Verschiebung um 16 cm nach rechts hört man ebenfalls ein Minimum. Man kann so den Abstand zweier Minima messen, Wellenlänge und Fortpflanzungsgeschwindigkeit berechnen.

2. Fig. 2 stellt eine andere Anordnung dar. Ist bei H die Schallquelle aufgestellt, so kann man die beiden wieder vereinigten Wellenzüge bei S hören. Durch Verschieben des Rohres r um die Strecke x nach links wird der Weg der einen Schallwelle um $2x$ vergrößert, und zwar muß die Welle den Weg $2x$ zurücklegen in Luft von dem Zustande, der an der linken Mündung des Rohres r herrscht. Hier kann man die Luft erhitzen oder abkühlen und so vielleicht die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit bzw. des Verhältnisses der spezifischen Wärmen von der Temperatur untersuchen. Versucht wurde das Rohr nur bei Zimmertemperatur, wo die hohen Töne einer Galtonpfeife eine Reihe sehr scharfer Minima ergeben.

Fig. 2.



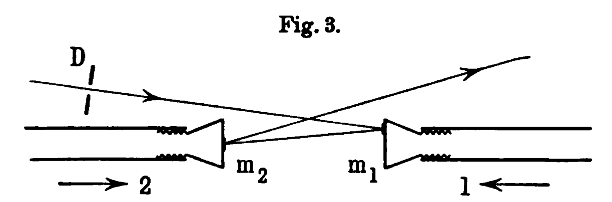
3. Zur demonstrativen Messung der Wellenlänge in einem Auditorium ist die Methode des Abhörens der Minima nicht geeignet, weil die Zuhörer den Schall der erregenden Schallquelle zu laut hören.

Deshalb ist es üblich, die Entstehung KUNDTscher Staubfiguren als Schallindikator zu benutzen. Dies ist eine überflüssige Anhäufung von Methoden, weil aus den Staubfiguren allein die Luftwellenlänge des Tones bestimmt werden kann, ferner unzweckmäßig, weil die Staubfiguren nicht weithin sichtbar sind. Die Verwendung einer KÖNIGschen Kapsel gibt auch nicht recht befriedigende Resultate.

Die Verfasser wenden daher folgendes Verfahren an. Die Schallquelle — eine Stimmgabel 512 — wird vor die Öffnung S des Interferenzrohres (Fig. 1) gestellt. Die andere Öffnung H wird durch eine Gummimembran verschlossen, welche an ihrem

unteren Rande einen kleinen Spiegel trägt und so gespannt ist, daß sie auf den Ton der erregenden Schallquelle resoniert. Der Spiegel entwirft das Bild eines Nernstfadens auf einem weißen Schirm. Schwingt die Membran mit dem Spiegel, so wird das Bild des Nernstfadens in ein langes breites Band ausgezogen. Man kann sehr scharf auf geringste Länge des Lichtbandes bei $\pm {}^1/_2\,\lambda$ Differenz der beiden Schallwege einstellen.

Fig. 3.



Empfindlicher dürften die beiden folgenden Methoden sein, bei welchen die beiden Schallwellen nicht wieder vereinigt werden.

Die beiden Schallwellen 1 und 2, denen man auf die in Fig. 1 oder in Fig. 2 dargestellte Weise eine beliebige Wegdifferenz erteilen kann, treffen (in Fig. 3 von oben gesehen) zwei Membranen m_1 und m_2; m_1 trägt seitlich einen kleinen Hohlspiegel, m_2 am unteren Rande einen kleinen Planspiegel. Das beleuchtete Diaphragma *D* wird nach Reflexion des Lichtes an den beiden Spiegeln auf einem entfernten weißen Schirm abgebildet. Auf der weißen Wand erhält man die bekannten Lissajous-Figuren.

Fig. 4.

Noch empfindlicher, freilich schwieriger, erscheint folgende Methode. Die Schallwellen 1 und 2 treffen die Membranen m_1 und m_2 (Fig. 4). Die beiden Spiegel entwerfen nach Reflexion der Lichtstrahlen an einen drehbaren Spiegel zwei Bilder eines Diaphragmas auf derselben Stelle einer entfernten weißen Wand. Schwingen die Membranen und damit die Spiegel, so sieht man die Lichtpunkte in eine gerade Linie ausgezogen. Dreht man

nun den drehbaren Spiegel, so sieht man zwei Wellenzüge, deren Wegdifferenz gleich 0, $^1/_2$, 1 usw. λ gemacht oder direkt gemessen werden kann.

Die zu den beschriebenen Versuchen benutzten Apparate sind z. T. von LEPPIN u. MASCHE, z. T. vom Institutsmechaniker angefertigt.

Berlin, Physikalisches Institut der Handelshochschule, März 1907.

Über neuartige Erscheinungen in der positiven Lichtsäule der Glimmentladung;

von J. E. Lilienfeld.

(Zweite Mitteilung. Positive Elektronen.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. März 1907.)

(Vgl. oben S. 110.)

---

§ 1. Die hier folgenden Versuchsergebnisse schließen sich als Fortsetzung den an dieser Stelle in der Sitzung vom 16. November 1906 vorgetragenen an. Die experimentellen Bedingungen der damals beschriebenen Erscheinungen, insbesondere des Auftretens der neuartigen Fluoreszenzen, haben sich im Laufe der Untersuchungen einfach dahin präzisieren lassen, daß es im wesentlichen auf ein möglichst hohes Vakuum und große Stromdichten in der Entladung ankommt. Diese Bedingung läßt es ohne weiteres als verständlich erscheinen, daß die neuartigen Phänomene nicht in der Umgebung der immer mit einer Erweiterung des Querschnittes der Strombahn verknüpften Elektroden auftreten, sondern in denjenigen Teilen, wo die Entladung nach Belieben auf geringe Querschnitte eingeengt werden kann, also in den sonst als die positive Lichtsäule bekannten Teilen der Entladung. Jedenfalls ist die Intensität der neuen Erscheinungen in der Umgebung der Elektroden unter den gewöhnlichen Bedingungen der Röhrengestaltung bedeutend geringer (wohl unterhalb der Schwelle der direkten Wahrnehmbarkeit) zu erwarten im Vergleich mit denjenigen Intensitäten, welche in der erwähnten Lichtsäule ihren Ursprung haben.

Die Bedingung des hohen Vakuums und der großen Stromstärken läßt sich in einer allgemeineren Fassung so ausdrücken, daß die zu beschreibenden Phänomene an einen stationären Zustand der Entladung gebunden sind, wo die Anzahl der die Stromleitung besorgenden negativen Elektronen möglichst groß wird im Vergleich mit der pro Volumeneinheit enthaltenen Anzahl der Gasmoleküle, wo also die Tendenz

zur Ausbildung einer möglichst großen negativen Volumenladung in der Strombahn besteht. Es ist einleuchtend, daß unter derartig gegen die üblichen Gasentladungsbedingungen variierten experimentellen Voraussetzungen wohl Neuartiges zu erwarten ist. — Ich will zunächst einige experimentelle Ergebnisse hier besprechen, und nachher (vgl. § 6) den Versuch einer anschaulichen Vorstellung über das Wesen der Erscheinungen geben, welche auf der hier mitgeteilten allgemeinen Fassung der Versuchsbedingungen fußt.

§ 2. Zur Erzeugung des ungewöhnlich hohen Vakuums wurde außer den bekannten Mitteln: einer zuverlässig funktionierenden Quecksilberluftpumpe [1]), verschiedener Vorrichtungen zum Erhitzen der Vakuumgefäße während des Auspumpens, Adsorption der Gasreste durch Holzkohle bei der Temperatur der flüssigen Luft, auch noch als ein neues Mittel das Durchwaschen der Gefäße mit reinem trockenen Sauerstoff während des Durchganges intensiver Gasentladungen benutzt. Es scheint, daß der durch den Entladungsvorgang aktivierte Sauerstoff sowohl das Quecksilber als auch die Kohlenwasserstoffe, welche im Glase stets adsorbiert sind, recht wirksam zu entfernen imstande ist.

Zur Erzielung der Entladung in dem so hergestellten hohen Vakuum wurde meistens eine Oxydkathode nach WEHNELT benutzt, obwohl, wie bereits in der ersten Publikation mitgeteilt wurde, und worauf ich hier ganz besonders Nachdruck legen möchte, die Erscheinungen im wesentlichen auch durch das Anwenden von geeigneten Metallelektroden von großer Oberfläche erzeugt werden können. Selbstverständlich ist die Benutzung der WEHNELT-Elektrode vom technischen und Bequemlichkeitsstandpunkt die geeignetere von den beiden Methoden.

Der Strom wurde von zwei hintereinander geschalteten Hochspannungsgleichstrommaschinen der SIEMENS-SCHUCKERT-Werke bis zur Spannung von 10000 Volt geliefert. Die gebräuchlichen Stromstärken lagen stets zwischen 20 bis 30 Milliampere.

Das Vorhergehende ist das allen Versuchsanordnungen gemeinsame gewesen. Es sollen im folgenden zwei derselben eingehend beschrieben werden.

---

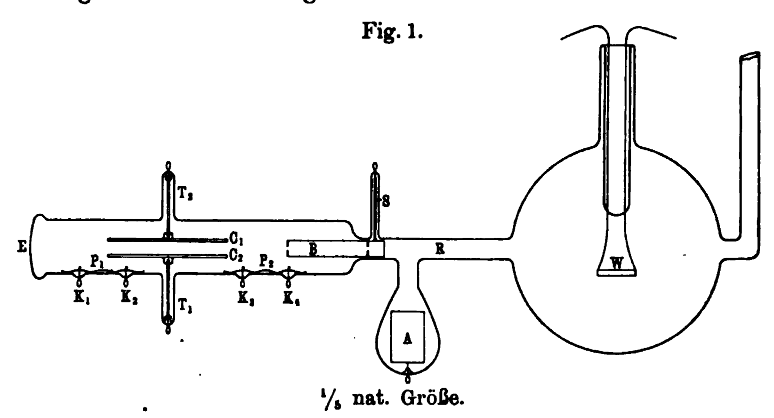
[1]) Eine Luftpumpe nach dem NEESENschen Prinzip in der Ausführung der Firma R. BURGER u. Co., Berlin.

§ 3. Es wurde bereits in einem Nachtrage an die erste Mitteilung die Tatsache veröffentlicht, daß es gelungen war, die Hypothese, die an jener Stelle beschriebenen roten Fluoreszenzen auf die geordnete Bewegung positiv geladener Teilchen im Sinne von der Kathode nach der Anode zu zurückzuführen, durch einen weiteren Versuch zu stützen. Es ergab sich nämlich, daß es möglich war, aus der Umgebung jener Stellen durch Gaslumineszenzen kenntliche Strahlungen in einen von der Gasentladung selbst nicht durchströmten Raum eintreten zu lassen, und daß diese Gaslumineszenzstreifen sowohl im elektrostatischen als auch im magnetischen Felde in zwei entgegengesetzt abgelenkte Lumineszenzbüschel zerfielen. Die zur Verwendung gelangenden Felder waren solche von etwa 100 Volt und 40 Gauss bzw. Das weitere Bestreben richtete sich nun darauf, diese Strahlungen möglichst von den zufälligen Ladungen an den Glaswänden unbeeinflußt zum Auftreffen auf die Gefäßwände und nach Möglichkeit zum Erzeugen scharfer Fluoreszenzflecke auf geeigneten Objekten zu bringen. Das elektrostatische Abschirmen des Beobachtungsraumes innerhalb des Vakuums war zu diesem Zweck besonders wichtig, weil, während die bei dem sogenannten Röntgenstrahlenvakuum hinreichend vorhandenen Gasreste die auf die Glaswand konvektiv hingebrachten Ladungen noch auszugleichen imstande sind, dieses bei dem hohen hier in Betracht kommenden Vakuum durchaus nicht mehr der Fall ist.

Aus dem hervorgehobenen Grunde wurde der Raum, in welchen die Strahlen zwecks der Beobachtung der elektrostatischen und magnetischen Ablenkung hereintraten, durchweg mit einem durchsichtigen metallischen Platinüberzug versehen, und der Raum selbst erhielt die folgende Ausgestaltung. In Fig. 1 bezeichnet B ein 6 cm langes, 14 mm äußere Weite besitzendes Metallrohr, welches von dem Glasrohr R von der gleichen inneren Weite sowie von dem Stiele S gehalten wird. Das Glasrohr R, in welches der Metallzylinder demzufolge genau hineinpaßt, erweitert sich in seinem weiteren Verlaufe bis zu 32 mm lichter Weite und ist im Innern mit dem erwähnten durch Zerstäuben erzeugten Platinspiegel versehen. Der Platinspiegel ist zum Zwecke der Herstellung eines möglichst guten Kontaktes mit zwei rechteckigen Stücken feiner Platinfolie P_1, P_2 in Berührung gebracht, welche durch die ein-

geschmolzenen Platindrähte K_1, K_2, K_3, K_4 gehalten werden. Der Widerstand des Metallspiegels zwischen P_1 und P_2 beträgt 60 Ohm. Ferner sind in dem Raume zwei parallele Aluminiumplatten C_1 und C_2 von der Länge von 80 und der Breite von 20 mm in der Entfernung von 12 mm voneinander symmetrisch angebracht. Die zu ihrem Einschmelzen dienenden Tubusse T_1, T_2 sind die einzigen Glasoberflächen, welche zum Zwecke der Isolation vom Platinüberzug im Inneren frei gehalten sind.

Fig. 1.



$^1/_5$ nat. Größe.

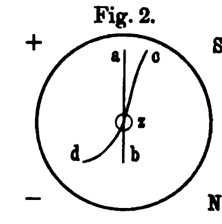
Dieser elektrostatisch geschützte Raum ist in der aus der Figur ersichtlichen Weise an der Entladungsröhre befestigt, derart, daß eventuelle mit Trägheit im Sinne von der Kathode W nach der Anode A zu laufende Teilchen durch die beiden im Metallrohre B in der Entfernung von 5 cm voneinander eingesetzten Metallblenden von etwa 1 mm lichter Weite in den Beobachtungsraum eintreten können. Es ist nur nötig, die Blenden und den Platinüberzug auf ein geeignetes Potential, in diesem Falle auf ein dem der Anode naheliegendes, konstant zu bringen.

Das möglichst flach rundgeschmolzene Ende E des Beobachtungsraumes wird mit einem eingeätzten rechtwinkligen Koordinatensystem überzogen, um die Ablenkung der hier auftretenden Fluoreszenzen messend verfolgen zu können. Es ergibt sich in der Tat, daß der runde, unter den geeigneten Bedingungen hier auftretende Fluoreszenzfleck z durch ein magnetisches sowohl als auch durch ein elektrostatisches Feld in einen nach den beiden Ablenkungssinnen auseinandergezogenen schmalen läng-

lichen *a b* verwandelt wird, wie es die schematische Fig. 2 erläutert. Läßt man die beiden Ablenkungen kreuzweise, also bei paralleler Richtung der beiden Felder gleichzeitig entstehen, so bildet sich eine S-förmige Figur *cd*.

Alles dieses läßt mit Sicherheit darauf schließen, daß das die Fluoreszenz hervorrufende Strahlungsgebilde aus sowohl negativen als auch positiven in gleichem Sinne bewegten Teilchen besteht. Und zwar ist unter sonst gleichen Bedingungen die elektrostatische Ablenkung der positiven Teilchen schwächer, die magnetische stärker als die der negativen. Es läßt dieses vermuten, daß die positiven Teilchen, wenigstens in einem Teile des so entstehenden magnetischen bzw. elektrostatischen Spektrums, eine größere Geschwindigkeit und ein größeres $\frac{e}{m}$ als die negativen besitzen.

Fig. 2.



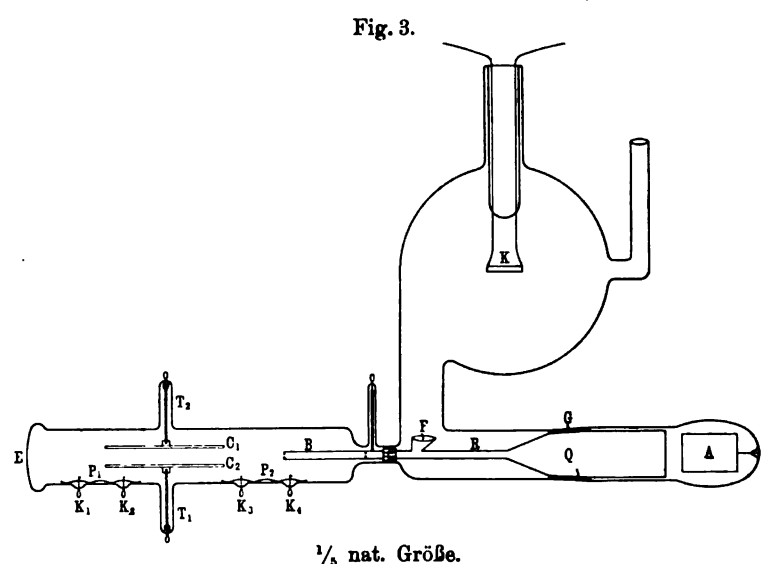
Durch eine Verkettung äußerer Umstände wurde die Messung dieser Größen vorläufig nicht an dem beschriebenen Gebilde, sondern an einem anderen angestellt, welches, obwohl bedeutend lichtschwächer, so doch insofern geeigneter dafür war, als es aus nur positiven Teilchen bestand. Die Messung eines dem oben beschriebenen Falle ähnlichen Ablenkungsphänomens ist jedoch aus anderen Gründen, die nachher auseinandergesetzt werden sollen, von der größten Bedeutung.

§ 4. Der zweite, zur endgültigen Messung verwendete Apparat wurde aus einem bereits in der ersten Mitteilung veröffentlichten Grunde zum Teil aus Quarz hergestellt. Es wurde nämlich beobachtet, daß die Erwärmung und das Potentialgefälle in der positiven Lichtsäule von einem gewissen Evakuierungsgrade an beträchtlich zunehmen, so daß Glasröhren schon bei geringen Stromintensitäten angegriffen, ja durchgeschmolzen werden. Deshalb wurde in dem nun folgenden Apparate (Fig. 3) der sich am stärksten erhitzende Teil des Entladungsrohres aus Quarz hergestellt. Dieser sich bis zur Weißglut erwärmende Teil *R* von 4 mm lichter Weite wird einerseits von dem Quarzschliffe *Q*, welcher in das äußere Glasrohr *G* eingeschliffen ist, getragen. Auf der anderen Seite trägt das Quarzrohr ein dem in dem ersten

Apparate vorhandenen analoges, 6 cm langes, 3 mm weites, mit $^1/_2$ mm im Lichten weiten Blenden versehenes Metallrohr *B*. Der trichterförmig sich erweiternde Ansatz *F* dient dazu, der Entladung die Bahn vorzuschreiben. Die Entladung muß nämlich von der Kathode *K* über *F*, *R*, *Q* nach der Anode *A* verlaufen. Der Beobachtungsraum ist derselbe, wie das in dem ersten Apparate benutzte platinierte Ansatzrohr.

In dem vorliegenden Falle war es nötig, die Stellungen der Anode und Kathode miteinander zu vertauschen, da die in den

Fig. 3.



$^1/_5$ nat. Größe.

weiten Röhren gegen das Potentialgefälle verlaufenden positiven Teilchen hier, sei es durch eine bedeutende Vergrößerung dieses Gefälles, sei es aus irgend einem anderen, mit der großen Einengung und der großen Nähe der Gefäßwände verbundenen Grunde, nicht wie in den bisherigen Anordnungen, sondern umgekehrt, im Sinne von der Anode nach der Kathode zu verliefen.

Die Blenden und die Platinhülle wurden unter Anwendung geeigneter großer Widerstände auf das Potential der Kathode gebracht, und der nun entstehende lichtschwache Fluoreszenzfleck von recht verwaschenen Rändern wurde elektrostatisch und magnetisch abgelenkt. Das Ergebnis war, daß er lediglich durch die

Bewegung positiver Teilchen in der Richtung auf den Schirm zu dem Sinne der Ablenkungen gemäß erklärt werden konnte; die in der früheren Anordnung auftretenden negativen Teilchen (Kathodenstrahlen) waren hier gänzlich vermieden. Die Messungen waren leider durch die geringe Lichtstärke und in noch viel höherem Maße durch die verwaschenen Ränder des Fleckes nicht mit der erwünschten Genauigkeit auszuführen. Präzise Messungen sollen deshalb erst in der nächsten Zeit angestellt werden. Das vorläufige Ergebnis war folgendes: Ein magnetisches Feld, ähnlich dem von Simon [1]) zum Zwecke der Kathodenstrahlenmessung verwandten erzeugt und auch nach der Simonschen Methode genau ausgemessen, brachte bei einer Intensität von etwa 46 Gauss in der Achse der großen Spulen eine Ablenkung von 1 cm hervor, welche ungefähr gleich war der zu gleicher Zeit senkrecht dazu durch ein statisches Feld von 93 Volt zwischen den beiden Platten C_1 und C_2 erzeugten. Es ergibt sich demnach aus der für diese Beobachtungsgenauigkeit übermäßig sorgfältigen Ausmessung des Magnetfeldes und der sonstigen in Betracht kommenden Dimensionen des Rohres das Resultat:

$$v = 5.10^9 \text{ bis } 7.10^9,$$

$$\frac{e}{m} = 5.10^7 \text{ bis } 8.10^7,$$

in Übereinstimmung mit der im Falle der Fig. 1 und 2 angestellten Beobachtung folglich die beiden charakteristischen Zahlen größer als bei den den gleichen Entladungsbedingungen entsprechenden Kathodenstrahlen.

Ich will hier noch einmal nachdrücklich bemerken, daß diesen Zahlen infolge der erwähnten erschwerenden Umstände keine große Genauigkeit beizulegen ist. Ihre untere Grenze wird wohl nicht unterschritten, dagegen vielleicht die angegebene obere Grenze nicht unbeträchtlich von der endgültigen Messung überschritten werden können, weil die magnetische Ablenkbarkeit durch den in diesem Falle zufällig bedeutend mehr verwaschenen Rand vielleicht als zu gering geschätzt wurde.

---

[1]) Wied. Ann. **69**, 1899. Die absolute Bestimmung wurde mittels der Vergleichung mit dem Felde ausgeführt, welches von einem Strome von 15 Amp. in 49,15 cm Entfernung von einem Hartmann u. Braunschen Erdinduktor erzeugt wird. (Kohlrausch, Prakt. Phys., 9. Aufl., S. 359, 1901.)

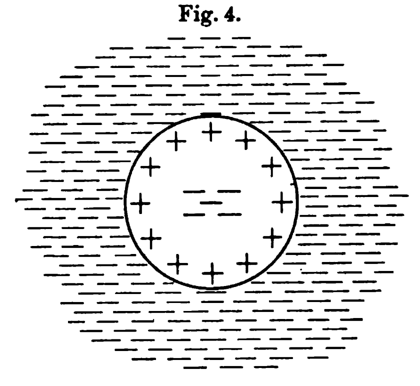
§ 5. Erklärlicherweise läßt sich in Anbetracht dieser geringen Genauigkeit zunächst nicht aussagen, inwiefern das $\frac{e}{m}$ der positiven Teilchen eine Konstante ist. Ich möchte nur bemerken, daß verschiedene Gründe, insbesondere das Auftreten blauer Fluoreszenzen gegenüber der Kathode und sekundär mit derselben verbundenen (vgl. die erste Mitteilung) Elektroden vermuten lassen, daß die ohnehin nach den neuen Untersuchungen recht fragliche Konstanz dieser Größe für die negativen Teilchen (Kathodenstrahlen) hier auch einer näheren Messung bedürftig zu sein scheint. Zu diesem Zwecke wird das in dem Apparate Fig. 1 entstehende Fluoreszenzgebilde wegen des bei nicht allzu starken Feldern kontinuierlich vorhandenen Überganges aus der positiv zu der negativ ablenkbaren Strahlung besonders geeignet sein.

Die zweite Frage, die sich hier aufwirft, ist die, ob man es hier mit positiven Teilchen scheinbarer Masse, also mit positiven Elektronen zu tun hat. Angesichts des großen $\frac{e}{m}$ ist diese Frage mit großer Wahrscheinlichkeit zu bejahen, obwohl, streng genommen, auch hier erst Messungen eine Entscheidung zu geben imstande sind.

§ 6. Außer diesen beiden Fragen, die sich an die Träger der elektrischen Ladungen in den beschriebenen Versuchsanordnungen anschließen, sind noch eine Menge anderer Gedanken, die hier auftauchen. In der Tat, das Gebiet, welches doppelt charakterisiert werden kann, einmal als das Gebiet der Entladungen von einer negativen räumlichen Elektronendichte, welche groß ist gegenüber der Dichte der Gasmoleküle im Volumen, dann aber zweitens rein experimentell charakterisiert werden kann auf Grund der hier bereits erwähnten, in der Schlußbetrachtung der ersten Mitteilung beschriebenen Tatsache, daß das als Funktion des Druckes betrachtete Potentialgefälle in der positiven Lichtsäule bei einem gewissen tiefen Drucke ein Minimum erreicht, um dann bei weiter abnehmendem Drucke wieder anzusteigen, — als dasjenige Gebiet, welches jenseits des Minimums des Potentialgefälles und der in der positiven Lichtsäule entwickelten Wärmemenge (nach dem abnehmenden Drucke zu) liegt: dieses Gebiet scheint nicht nur die erwähnten neuen Beobachtungen über die Existenz des positiven Elektrons liefern zu können.

Man denke sich einen von großer konstanter, negativer Elektronendichte erfüllten Raum und bringe ein einziges Gasatom in denselben, dann werden in dem als aus freien negativen und positiven Ladungen zusammengesetzt aufgefaßten Atom die negativen Ladungen von der großen negativen Volumladung der Umgebung nach dem Inneren des Atoms abgestoßen, die positiven nach der Oberfläche des Atoms angezogen (vgl. Fig. 4). Mit anderen Worten: die Konfiguration der Teilchen im Atom wird verzerrt und zwar desto kräftiger, je größer die Dichte der negativen Elektronen in der Umgebung sein wird. Es ist sehr wohl denkbar, daß nunmehr eine oder mehrere der positiven Ladungen des Atoms von demselben abgespalten und von den statischen Feldern der vorbeifliegenden Elektronen mitgenommen werden. Dieses würde aber einerseits die Tatsache ergeben, daß ein aus negativen und positiven, im gleichen Sinne fliegenden Elektronen bestehendes Strahlenbündel aus der positiven Lichtsäule im Sinne von der Kathode nach der Anode zu austreten kann. Andererseits würde die Frage entstehen, ob das so zerfallende Molekül nicht etwa eine gewisse Energiemenge an die Umgebung abgibt, mit anderen Worten: Ob die ganze abnorme Wärmeentwickelung der Röhren ihre Energiequelle in dem durchgeschickten Strome oder aber zum Teil in dem Zerfalle der Atome hat.

Fig. 4.



Der auf diese Art erzwungene Zerfall des Atoms wäre dann seinem Wesen nach ein in mancher Beziehung von dem bei den radioaktiven Substanzen angenommenen spontanen verschieden. Das Atom würde ganz unvergleichlich viel weiter, gleichsam in seine elementarsten Bestandteile zerlegt werden können, als in dem Falle der spontanen Radioaktivität. Deshalb möchte ich zunächst von der Übertragung der beim Studium der Radioaktivität entstandenen Benennungen und Begriffe auf das neue Gebiet Abstand nehmen. Insbesondere sind hier Änderungen denkbar,

die zum Teil unter Aufnahme von Energie von außen verlaufen.

Eine andere Frage ist die, ob die oben vorausgesetzte Anhäufung von negativen Elektronen und das Erzeugen unbegrenzt großer negativer Volumenladungen auf diesem Wege in der Natur möglich ist, ob nicht, wenn diese Volumenladung über ein gewisses Maß hinaus wächst, in der Umgebung der Stellen größter Dichte freie positive Ladungen, also positive Elektronen im Äther selbst erzeugt werden.

Alle diese Fragen, sowie die damit zusammenhängende nach dem optischen Spektrum der Entladung zu Anfang und am Ende einer größeren Zeitdauer, können und müssen experimentell entschieden werden. Sie sind hier nur aufgeworfen worden, um den Gedanken zu begründen, daß wir es hier nicht etwa mit einer speziellen, positive Elektronen zutage fördernden Tatsache zu tun haben, sondern daß ein Gebiet von größter und weittragendster Bedeutsamkeit und Allgemeinheit in den mitgeteilten Untersuchungen eröffnet wurde.

§ 7. Über die rote Fluoreszenz, welche den Anlaß zu den Untersuchungen gab, sei noch folgendes bemerkt. Sie tritt sowohl auf Glas als auch auf Quarz bei sehr hohem Vakuum ein, jedoch nicht bei den extremsten Graden der Evakuierung. Hat man nämlich die Gefäße durch anhaltende Entladung von den an den Wänden okkludierten Gasresten befreit, so wird bei Glas das ursprünglich Kirschrote rotviolett bis blau mit einzelnen himmelblauen Stellen. Die Quarzwände aber fluoreszieren dann himmelblau mit einzelnen grünen Stellen, manchmal auch noch andersfarbig — was angesichts der technologisch recht ungleichförmigen Entstehungsart der Quarzröhren erklärlich ist.

Die rote Fluoreszenz scheint folglich mit den Gasresten — im Raume oder, was wahrscheinlicher ist — mit den an den Wänden okkludierten zusammenzuhängen. Die blaue mag dem sowohl den Gläsern als auch dem Quarz gemeinsamen Silicium entstammen. Ob und inwiefern aber diese Fluoreszenzen tatsächlich von der positiven Strahlung hervorgerufen, oder aber durch ihr Zusammenwirken mit den anderen Produkten des Entladungsvorganges erzeugt werden, mag vorläufig dahingestellt bleiben.

Die blaue Fluoreszenz z. B. tritt, wie bereits erwähnt wurde, auch an Stellen auf, wo eigentlich der Hauptsache nach nur negative Teilchen erwartet werden können.

Es sei mir auch an dieser Stelle gestattet, Herrn Prof. Dr. O. Wiener für das den Untersuchungen entgegengebrachte Interesse sowie für die gütige Bewilligung reichlicher Hilfsmittel meinen wärmsten Dank auszusprechen.

Leipzig, Physik. Inst. der Universität, den 20. März 1907.

Selbsttätig sich einstellende Vakuumskala;
von W. Biegon von Czudnochowski.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. März 1907.)
(Siehe oben Seite 110.)

—

§ 1. Bei der Bedeutung, welche die elektrischen Entladungserscheinungen in Gasen in neuerer Zeit gewonnen haben, hat es sich als notwendig erwiesen, der bequemen Demonstration der wichtigsten bzw. charakteristischsten dieser Entladungserscheinungen besondere Aufmerksamkeit zu widmen, was zur Entstehung einer großen Zahl eigens zu diesem Zwecke hergestellter, zum Teil sehr sinnreicher Apparate geführt hat, als deren glänzendste Vorbilder wohl die von W. Crookes angegebenen [1]) anzusehen sind; vor allem wichtig sind die Veränderungen der Entladungserscheinungen bei abnehmendem Gasdruck, denn die unzähligen sonst noch beobachteten Verschiedenheiten der Erscheinungen beruhen ja auf sekundären Einflüssen, wie solchen der Gasart, der Elektrodenbeschaffenheit, der des magnetischen oder elektrischen Feldes, der Form des Entladungsgefäßes usw., und um diese Grunderscheinungen bequem vorführen zu können, hat Ch. Cross eine sogenannte „Vakuumskala" hergestellt, welche aus sechs ganz gleichen und mit demselben Gase gefüllten, aber bis zu verschiedenem Grade ausgepumpten Entladungsgefäßen (zylindrischer Form) besteht, für die im allgemeinen folgende Daten gelten [2]):

Nr.	Druck Hg	Entladungsform
1	— 40,00 mm	Leuchtender Faden
2	— 10,00 „	Lichtband
3	— 6,00 „	Homogenes Geisslerlicht
4	— 3,00 „	Geschichtetes Licht
5	— 0,14 „	Teslalicht
6	— 0,04 „	Glasfluoreszenz, Röntgenstrahlen

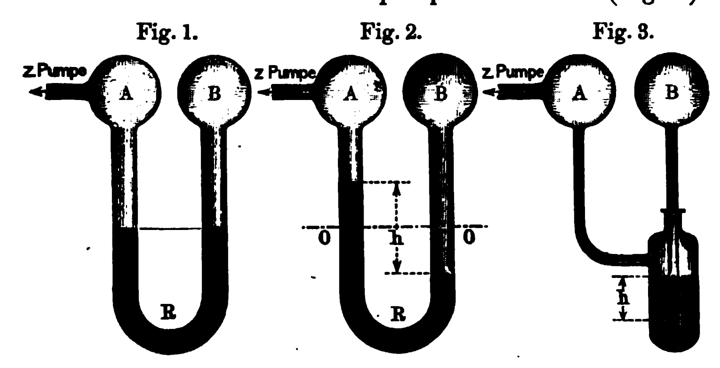
[1]) Strahlende Materie oder der vierte Aggregatzustand. Deutsch von H. Gretschel. Vierte unveränderte Auflage, 1894. Leipzig, Quandt u. Händel. Bes. Fig. 1 u. 6 bis 9.

[2]) Vgl. Physikal. ZS. 5, 659, 1904; kurze Angaben s. auch Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 6, 288, 1904.

Eine derartige Skala hat jedoch den Nachteil, daß man an die einmal gewählten Verhältnisse gebunden ist, während es doch öfters erwünscht sein mag, nicht nur gelegentlich andere Druckverhältnisse zu benutzen, sondern auch mit anderen Gasen Vergleichsversuche anzustellen [1]); dieses soll nun die bereits gelegentlich des 60. Stiftungsfestes in vorläufiger Aufstellung ausgestellt gewesene „selbsttätig sich einstellende Vakuumskala“ [2]) ermöglichen, über welche ich nachstehend die damals in Aussicht gestellten näheren Mitteilungen machen möchte.

§ 2. Denken wir uns zwei Gefäße A und B durch ein zum Teil mit Quecksilber gefülltes U-Rohr R miteinander und A durch ein weiteres Rohr mit einer Luftpumpe verbunden (Fig. 1) und

Fig. 1. Fig. 2. Fig. 3.



den Druck in beiden gleich dem Atmosphärendruck, so wird zunächst, da $P_A = P_B$, das Quecksilber in beiden Schenkeln gleich hoch stehen; lassen wir jetzt die Pumpe arbeiten, so wird infolge des Sinkens des Druckes in A das Quecksilber im linken Schenkel steigen, bis zu einer Höhendifferenz der beiden Quecksilbermenisken h, derart, daß (Fig. 2):

$$P_A + P_h = P_B$$

ist, worin P_h gleich dem einer Quecksilbersäule von der Höhe h entsprechenden Druck in Atmosphären ist. Verbinden wir B durch

[1]) Was die Verwendung einer solchen Vakuumskala im Unterricht anbelangt, wofür sie ja recht eigentlich bestimmt ist, so ist gerade in dieser Beziehung es als schwerwiegender Fehler des Apparates zu bezeichnen, daß auf keine Weise direkt gezeigt werden kann, daß in den Gefäßen wirklich der Gasdruck verschieden ist.

[2]) Verh. d. Dtsch. Phys. Ges. 7, 31, 1905.

ein R gleiches Rohr mit einem dritten Gefäße C, dieses ebenso mit einem vierten D, usf., so gilt, wenn wir die Höhenunterschiede in den Verbindungsrohren mit h_1, h_2 usw. bezeichnen, auch

$$P_B + P_{h_2} = P_C, \quad P_C + P_{h_3} = P_D \text{ usw.},$$

woraus allgemein folgt:

$$P_n = P_1 + \sum_1^{n-1}(P_h) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

mit der Bedingung:

$$lim\ \Sigma(P_h) = 1 \text{ atm für } P_1 = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

Hiermit sind die wahren Drucke P_2, $P_3 \ldots P_n$ bestimmt, wenn man P_1 sowie die Druckdifferenzen P_h, deren Zahl ja stets um eins weniger als die der Gefäße betragen muß, bekannt sind; man kann die P_h aus den abzulesenden Höhenunterschieden h einfach ermitteln. Die Abhängigkeit von den Volumverhältnissen zu untersuchen, ist hier zunächst nicht von Belang.

§ 3. Sollen die wahren Drucke P eine bestimmte Abstufung zeigen, so muß dafür Sorge getragen werden, daß die Differenzen P_h bestimmte Höchstwerte nicht überschreiten können, was mit der angenommenen einfachen Anordnung nicht zu erreichen ist; es muß nämlich die Einrichtung getroffen werden, daß das Gas ohne Rücksicht auf die Größe der Gefäße bzw. den Rauminhalt des Verbindungsrohres sich bis zu dem dem gewünschten Drucke entsprechenden Grade auszudehnen vermag, d. h. daß überschüssiges Gas in das nächste, der Pumpe nähere Gefäß überströmen kann, was die in Fig. 3 gezeichnete Anordnung erlaubt. Die beiden Schenkel des U-Rohres sind hier gewissermaßen mit ihren unteren Teilen konzentrisch zueinander angeordnet, und dabei dem äußeren ein wesentlich größerer Querschnitt gegeben, so daß, wenn das äußere Rohr etwas Quecksilber enthält, die Menge des letzteren im inneren Rohre der im äußeren gegenüber klein ist und demnach keine weitgehende Verschiebung der Menisken gegeneinander eintreten kann. Man hat es nunmehr in der Hand, den P_h beliebige Werte zu geben, indem man die Innenrohre bis zu bestimmter Tiefe eintauchen läßt, denn es kann z. B. aus B nur so lange Gas nach A hinübertreten, als $P_B > (P_A + P_h)$ ist, oder wenn man annimmt, P_A könne Null werden, $> P_h$; allerdings sind in dieser Weise kleine Druckdifferenzen

unter 1 mm nicht leicht herzustellen, wenn auch keineswegs unmöglich[1]). Bei Verbindung mehrerer Gefäße auf diese Art würde man demnach, wenn man so lange pumpt, bis kein Gas aus einem derselben mehr austritt, in denselben in von vornherein bestimmter Weise gegeneinander abgestufte Gasdrucke haben.

§ 4. Bezeichnen wir den Rauminhalt zweier solcher Gefäße A und B mit bzw. V_A und V_B, den der angewandten Pumpe mit R, so würde bei einem Pumpenzuge der Druck in A, wenn dieses allein angeschlossen wäre, sich vermindern auf $\frac{V_A}{V_A + R}$ atm; ist B in der geschilderten Weise mit A verbunden, so können wir uns den in diesem System beim Pumpen sich abspielenden Vorgang für jeden Pumpenzug in zwei Phasen verlaufend denken: zunächst nimmt P_A im angegebenen Verhältnis ab, dann tritt Gas aus B nach A hinüber, wobei P_B sinkt, P_A aber wieder etwas steigt. Nehmen wir die Rauminhalte als bekannt an, so sind P_A und P_B die Unbekannten, zu deren Ermittelung folgende Gleichungen führen:

$$V_A . P_{A0} + V_B . 1 = V_A . P_A + V_B . P_B \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

und

$$P_B = P_A + P_h \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

worin P_B und P_A die resultierenden Enddrucke, $P_{A0} = \frac{V_A}{V_A + R}$ ist. Es ergibt sich dann:

$$P_{A1} = \frac{V_A^2}{(V_A + R)(V_A + V_B)} + \frac{V_B}{V_A + V_B}(1 - P_h) \quad . \quad 5)$$

woraus sofort P_{B1} folgt. Beim nächsten Pumpenzuge wird P_{A1} zunächst in

$$P'_{A1} = P_{A1} \cdot \frac{V_A}{V_A + R} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

verwandelt, man erhält zwei neue Gleichungen für P_{A2} und P_{B2},

[1]) Zwecks einer Feineinstellung der Menisken könnte man, wenn solche im besonderen Falle für notwendig erachtet wird, die kleinen zwischengeschalteten Quecksilbergefäße noch mit je einem kleinen seitlichen Tubus versehen und in diesen einen passend eingeschliffenen Stahlkonus mit dichtgehender Stahlschraube einkitten; je weiter man letztere dann in das Quecksilber hineinschraubt, um so höher steigt dies. Dieses Prinzip hat übrigens bei hydraulischen Pressen für sehr hohe Drucke verschiedentlich Verwendung gefunden.

und dies wiederholt sich bei jedem weiteren Pumpenzuge. Allgemein ist

$$P_{A(x)} = \frac{V_A \cdot P'_{A(x-1)} + V_B \cdot P_{A(x-1)}}{V_A + V_B} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

$$P_{B(x)} = P_{A(x)} + P_h \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8)$$

woraus man demnach für eine beliebige Anzahl von Pumpenzügen die sich ergebenden Enddrucke leicht ermitteln kann.

Sind mehrere Gefäße derart miteinander verbunden, so gelten entsprechend der größeren Zahl von Unbekannten noch weitere Gleichungen nach Art von Gleichung 4); bei n Gefäßen ist der nach dem ersten Pumpenzuge sich einstellende Druck im ersten unmittelbar mit der Pumpe verbundenen Gefäß gegeben durch:

$$\left.\begin{aligned} P_1 = \frac{V_1}{V_1 + R} \cdot \frac{V_1}{\Sigma(V)} + \frac{V_2}{\Sigma(V)}(1 - P_{h1}) \\ + \frac{V_3}{\Sigma(V)}[1 - (P_{h1} + P_{h2})] \\ + \frac{V_4}{\Sigma(V)}[1 - (P_{h1} + P_{h2} + P_{h3})] + \cdots + \frac{V_n}{\Sigma(V)}[1 - \Sigma(P_h)] \end{aligned}\right\} \quad 9)$$

und allgemein ist:

$$P_{1(x)} = \frac{P'_{1(x-1)} \cdot V_1 + P_{1(x-1)}(\Sigma(V) - V_1)}{\Sigma(V)} \quad . \quad . \quad . \quad 10)$$

§ 5. Mit Hilfe der gegebenen Gleichungen lassen sich nun die Druckverhältnisse für jeden beliebigen Fall berechnen, doch ist das Verfahren sehr umständlich, da man zu unbequem großen Ausdrücken gelangt, die sich schlecht übersehen lassen; es erübrigt daher die Aufstellung einer ganz allgemeinen, für beliebige Anzahlen von Gefäßen und Pumpenzügen geltenden Gleichung. Führt man die Rechnung durch, z. B. ausgehend von Gleichung 5) und 6) für zwei Gefäße, so erkennt man sehr bald die, wie zu erwarten, vorhandene Gesetzmäßigkeit, und zwar ergibt sich:

$$\left.\begin{aligned} P_{A(x)} = \left[\frac{V_A^2}{(V_A + R)(V_A + V_B)} + \frac{V_B}{V_A + V_B}\right]^x \\ - P_{h1} \cdot \frac{V_B}{V_A + V_B}\left[\frac{V_A^2}{(V_A + R)(V_A + V_B)} + \frac{V_B}{V_A + V_B}\right]^{x-1} \end{aligned}\right\} \quad 11)$$

Wie leicht zu ersehen, geht diese Gleichung in 5) über, wenn man

$x = 1$ setzt. In derselben Weise kann man auch die entsprechenden Gleichungen für 3, 4, 5 und mehr Gefäße ermitteln, und aus diesen schließlich die allgemeinste Formel für n Gefäße und x Pumpenzüge ableiten, welche sich, wenn wir die Gefäße mit 1, 2, 3 ... n, die betreffenden Volumina mit $V_1, V_2, V_3 \ldots V_n$ bezeichnen und ferner setzen:

$$\frac{V_1}{V_1 + R} = \mathfrak{c}, \quad \frac{V_1}{\Sigma(V)} = \mathfrak{G}_1, \quad \frac{V_2}{\Sigma(V)} = \mathfrak{G}_2, \cdots \quad \frac{V_n}{\Sigma(V)} = \mathfrak{G}_n$$

sowie noch

$$\mathfrak{c}.\mathfrak{G}_1 + \mathfrak{G}_2 + \mathfrak{G}_3 + \mathfrak{G}_4 + \cdots + \mathfrak{G}_n = \mathfrak{K},$$

in folgender Gestalt ergibt:

$$\left.\begin{aligned} P_{1(x)} = \mathfrak{K}^x - P_{h1}[\mathfrak{G}_2 + \mathfrak{G}_3 + \mathfrak{G}_4 + \cdots + \mathfrak{G}_n]\cdot\mathfrak{K}^{x-1} \\ - P_{h2}[\mathfrak{G}_3 + \mathfrak{G}_4 + \mathfrak{G}_5 + \cdots + \mathfrak{G}_n]\cdot\mathfrak{K}^{x-1} \\ - P_{h3}[\mathfrak{G}_4 + \mathfrak{G}_5 + \mathfrak{G}_6 + \cdots + \mathfrak{G}_n]\cdot\mathfrak{K}^{x-1} \\ - \cdots\cdots - P_{h(n-1)}\cdot\mathfrak{G}_n\cdot\mathfrak{K}^{x-1} \end{aligned}\right\} 12)$$

Setzt man hierin $x = 1$, so geht die Gleichung über in Gleichung 9), setzt man andererseits in Gleichung 12) $n = 2$, so bekommt man Gleichung 11), die, wie oben schon gezeigt, für $x = 1$ in Gleichung 5) übergeht; Gleichung 12) gibt uns also das allgemeine Gesetz für eine solche Anordnung, wie sie oben beschrieben ist. Es sei noch ein Zahlenbeispiel gegeben; es sei $n = 6$ und $R = V_1 = V_2 = V_3 = V_4 = V_5 = V_6$, dann wird

$$\mathfrak{c} = \frac{1}{2}, \ \mathfrak{G}_1 = \mathfrak{G}_2 = \mathfrak{G}_3 = \cdots \mathfrak{G}_6 = \frac{1}{6}, \ \mathfrak{K} = \frac{1}{2}\cdot\frac{1}{6} + \frac{5}{6} = \frac{11}{12},$$

und wir bekommen:

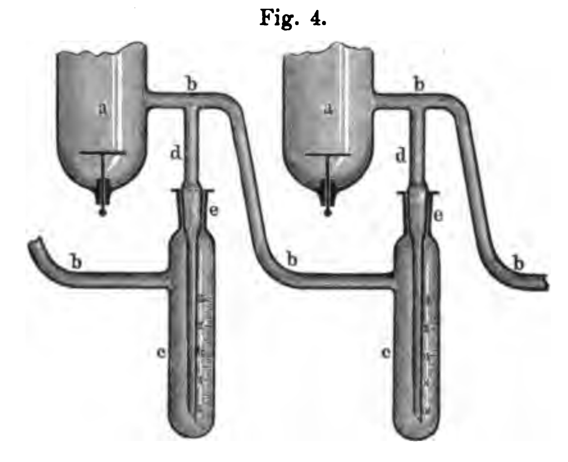
$$P_{1(x)} = \left(\frac{11}{12}\right)^x - \left[P_{h1}\cdot\frac{5}{6} + P_{h2}\cdot\frac{4}{6} + P_{h3}\cdot\frac{3}{6} + P_{h4}\cdot\frac{2}{6} + P_{h5}\cdot\frac{1}{6}\right]\cdot\left(\frac{11}{12}\right)^{x-1}.$$

§ 6. Nachdem in vorstehendem die vollständige Theorie einer auf der angegebenen Grundlage beruhenden Vakuumskala abgeleitet worden ist, gehen wir nun auf die praktische Ausführung eines derartigen Apparates kurz ein.

Als Gefäße dienen am zweckmäßigsten solche zylindrischer Form mit eingeschmolzenen scheibenförmigen Aluminiumelektroden; die Abmessungen sind vorteilhaft 50 cm Länge bei 3 bis 4 cm Durch-

messer. Mit Rücksicht auf die Handlichkeit wird man $n = 6$ wählen und stellt dann die Verbindung in folgender Weise her (s. Fig. 4). Nahe dem unteren Ende jedes Gefäßes *a* ist ein zweimal nahezu rechtwinkelig gebogenes Rohr *b* angeschmolzen, das an seinem anderen Ende ein kleines flaschenförmiges Gefäß *c* und abwärts zwischen *a* und *c* ein enges, am Ende schräg abgeschliffenes Rohr *d* trägt; alle Rohre *d* sind an geeigneter Stelle etwas verdickt — bei *e e* — und diese Verdickungen dienen als Stopfen der

Fig. 4.

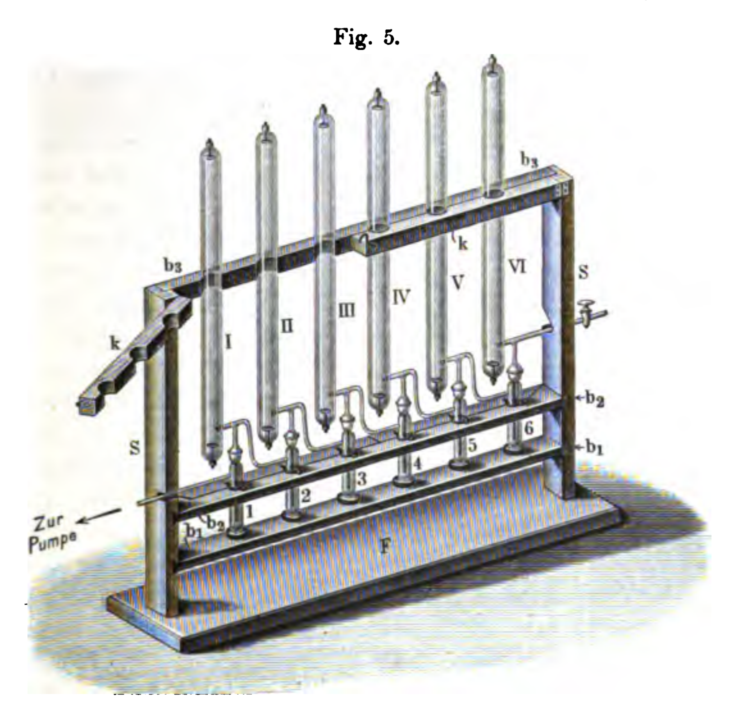


Gefäße *c*, so zwar, daß d_2 in c_1, d_3 in c_2 eingeschliffen ist usf. Die Gefäße *c* sind ferner mit einer aufwärts zählenden Millimeterteilung[1]) versehen, deren Nullpunkt in gleicher Höhe liegt, wie die Oberkante der unteren schrägen elliptischen Öffnung des zugehörigen *d*. Man füllt dann in alle *c* Quecksilber ein, so daß die Röhrchen *d* alle nach dem Zusammensetzen um die gewünschte Strecke *h* eintauchen, also daß z. B. $h_1 = 0{,}2$, $h_2 = 2{,}8$, $h_3 = 3{,}0$, $h_4 = 4{,}0$ und $h_5 = 30{,}0$ mm ist, was ungefähr den eingangs angegebenen Verhältnissen der CROSSschen Skala entspricht. Von dem ersten Gefäße führt ein Rohr unmittelbar zur Pumpe; das Ganze ist in der durch die Ansicht Fig. 5 dargestellten Weise in einem Holzgestell angebracht, welches nicht nur der Vorrichtung einen festen Halt gibt, sondern zugleich auch ein bequemes Zu-

[1]) Auch eine Halbmillimeterteilung ist bei sauberer Ausführung verwendbar.

sammensetzen gestattet. Beim Gebrauch werden zweckmäßig die beiden Flügel am oberen Querbalken beiseite geklappt[1]).

Fig. 5.



F Fußbrett, *SS* Stützen, b_1 b_2 b_3 Verbindungs- bzw. Tragbretter, *kk* Klappen; ebensolche, jedoch nach hinten schlagende befinden sich auch an b_2, 1 bis 6 die Sperrventile, I bis VI die Vakuumröhren. Die Ventilgefäße ruhen auf Korkunterlage und werden noch einzeln durch federnde, sich ebenfalls nach hinten öffnende, in der Abbildung sichtbare Doppelhaken gehalten. Um den Apparat zwecks Einfüllung von Hg auseinander zu nehmen, öffnet man zunächst die Klappen (*kk*) an b_2 und b_3, und kann dann VI mit dem Stöpsel in 6 und dem Hahnrohr durch Drehen entgegengesetzt dem Sinne des Uhrzeigers lösen und herausnehmen; dann wird in gleicher Weise V lösbar, wobei man durch sanften Druck 6 aus dem dasselbe haltenden Haken auf b_2 befreit, darauf wird IV zugänglich usw. Beim Zusammensetzen ist, wie selbstverständlich, die Reihenfolge umgekehrt. Das in der Sitzung gezeigte Exemplar weicht etwas von der oben dargestellten Form ab; das Gefäß 1 kann als nur für spezielle Zwecke nötig ganz fortfallen, das zur Pumpe führende Rohr mündet dann unmittelbar in die Verbindung I 2.

---

[1]) Daß beim Zusammensetzen, wie namentlich beim Auseinandernehmen vorsichtig zu verfahren ist, bedarf kaum eines Hinweises.

§ 7. Was nun die Verwendung des eben beschriebenen Apparates anbelangt, so sei zunächst auf seine Verwendbarkeit bei Untersuchungen über Gasentladungen hingewiesen; bei passender Wahl der h, z. B. wie vorstehend angegeben, kann man so verfahren, daß man zunächst soweit pumpt, bis aus Gefäß VI Gas nach V übertritt, und die Entladungsformen vergleicht, dann weiter auspumpt, bis die Entladung in VI dasselbe Aussehen zeigt, wie vorher die in I, und dieses Verfahren fortsetzt, so daß man die Änderung der Entladung mit abnehmendem Druck in aller Bequemlichkeit genau verfolgen kann. Als Vorteile dieses gegenüber dem CROSSschen Apparat ergeben sich also: 1. Verwendung beliebiger Gase; 2. Verwendung beliebiger Abstufungen der Gasdrucke in den einzelnen Entladungsröhren gegeneinander; 3. die Möglichkeit, mit einer geringen Zahl von Entladungsröhren rasch nacheinander die Entladungen bei einer großen Zahl verschiedener Druckstufen beobachten zu können, die Verwendbarkeit ist also keineswegs eng begrenzt. Um die Drucke jederzeit bestimmen zu können, ist nach dem Gesagten nur ein Vakuummeter an der Pumpe selbst zur Ermittelung von P_1 nötig, da dann alle anderen bestimmt sind, weil die h von vornherein bekannt sind. Hat man kein Vakuummeter oder eine den gleichen Zweck erfüllende Vorrichtung, so kann man, wie gezeigt, P_1 berechnen, wenn die Volumverhältnisse bekannt sind, namentlich muß $V_1 : R$ bekannt sein; kleine Fehler hierbei können, wie ersichtlich, großen Einfluß nicht haben. Es sei schließlich noch erwähnt, daß der Apparat sich auch zu Untersuchungen über Gasspektra bzw. deren Änderung durch Zutritt anderer Gase verwenden läßt, wobei man allerdings besser die Entladungsgefäße so einrichten läßt, daß das Rohr b am unteren Ende von a, d dagegen am oberen Ende angeschmolzen ist, wobei vorteilhaft a unmittelbar über c gestellt, innerhalb von a bis zu dessen oberem Ende geführt und der größeren Festigkeit wegen an a angeschmolzen wird.

Der vorstehend beschriebene Apparat wird in der durch Fig. 5 dargestellten Form ausgeführt und ist zu beziehen durch die Firma MAX STUHL, Glastechnische Werkstatt, Berlin NW. 24, Friedrichstraße 130.

Wilmersdorf b. Berlin, den 15. Januar 1907.

Bemerkungen zur Geschichte unserer Kenntnis von der Ionisierung der Gase sowie über einen Demonstrationsversuch betr. die Ionisierung von Luft durch glühende Körper;

von W. Biegon von Czudnochowski.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 22. März.)
(Siehe oben Seite 110.)

---

§ 1. Man pflegt bei das Geschichtliche berücksichtigenden Betrachtungen über die Ionisierung von Gasen als Ausgangspunkt die Beobachtungen COULOMBS über die Elektrizitätszerstreuung zu wählen[1]; wenn es sich hierbei auch um nach den Ergebnissen der seither unternommenen Untersuchungen zweifellos dem fraglichen Gebiete zugehörende Erscheinungen handelt, so sind doch eine Reihe älterer Beobachtungen vorhanden, welche eine ganz besondere Klasse von Ionisierungserscheinungen betreffen und das wesentliche Moment weit deutlicher hervortreten lassen, als dies bei COULOMBS Versuchen der Fall war, und zwar sind dies Beobachtungen einer Ionisierung der Luft durch glühende Körper. Von solchen führt J. J. THOMSON[2]) folgende an: von DU FAY 1725, DU TOUR 1745, WATSON 1746, PRIESTLEY 1767, CAVALLO 1785; es gibt aber noch andere, hier nicht genannte, welche schon damals zu einer Erklärung der beobachteten Erscheinungen geführt haben, die nach Maßgabe unserer heutigen Kenntnisse als

---

[1]) Siehe E. GEITEL, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik (Leipzig, S. Hirzel) 1, 146—161, 1904, sowie Verhandl. d. Dtsch. Phys. Ges. 8, 23—38, 1905. — J. STARK, Die Elektrizität in Gasen (Leipzig, J. A. Barth), 52, 1902. — J. J. THOMSON, Conduction of electricity through gases (Cambridge), 1, § 2, 1903; Derselbe, Elektrizitätsdurchgang in Gasen, deutsche Ausgabe von E. MARX (Leipzig, B. G. Teubner), 1, 1905. Da die deutsche Ausgabe in Zusätzen auch seit Erscheinen des englischen Originales veröffentlichte Arbeiten berücksichtigt, beziehe ich mich auf erstere.

[2]) J. J. THOMSON, l. c., S. 154, § 87. — Siehe auch J. STARK, l. c., S. 47 und 102, Anmerkungen.

zum mindesten der Wahrheit sehr nahe kommend bezeichnet werden muß.

§ 2. PRIESTLEY beschreibt[1]) unter anderen Versuche von NOLLET über die Wirkung glühenden Eisens, das wohl weißglühend, aber nicht mehr in rotglühendem Zustande einen positiv geladenen Körper entlädt[2]), ähnliche Versuche gibt CAVALLO[3]) an; beide teilen ferner[4]) Beobachtungen mit, daß glühendes Metall, einer Funkenstrecke genähert, in dieser bei gleichgroßer Ladung auf größeren Elektrodenabstand Funken übergehen läßt, als kaltes genähertes Metall, glühendes Glas, oder Unterlassen der Annäherung. Man findet ferner angegeben, daß auch Annäherung einer Flamme — eines brennenden Lichtes — gleiches hervorbringt, nicht aber durch Brennspiegel gesammeltes und auf den geladenen Körper gelenktes Sonnenlicht, und schloß ferner hieraus, wie aus den Beobachtungen von DU TOUR und NEEDHAM[5]), denen zufolge die beschriebene Wirkung durch das dünnste Stück Glas oder einer anderen Substanz zwischen dem glühenden Körper bzw. der Flamme und dem geladenen Körper vollständig aufgehoben wird, daß die beobachtete Entladung durch aus dem Lichte bzw. den glühenden Körpern kommende „Ausflüsse" veranlaßt werde. Die Folgezeit hat uns solche in Gestalt dem Metalle entstammender Ionen und Elektronen dann wirklich kennen gelehrt, die mitgeteilte alte Erklärung war also nichts weniger als falsch; man war in diesem Falle der Erkenntnis des wahren Sachverhaltes sicherlich weit näher, als später CAVENDISH bei seinen Versuchen über die atmosphärische Luft, in denen er ein neues Gas, das Argon, wirklich darstellte, ohne es als solches erkennen zu können[6]).

---

[1]) J. PRIESTLEY, Geschichte und gegenwärtiger Zustand der Elektrizität, Deutsch von KRÜNITZ (Berlin und Stralsund, G. A. Lange), 82, 1772.

[2]) Die Ladung war positiv, da NOLLET zum Laden eine geriebene Glasröhre benutzte, damals der meistgebrauchte Elektrizitätsgenerator (NOLLET, Recherches usw., S. 216).

[3]) J. CAVALLO, Vollständige Abhandlung d. theoret. u. prakt. Lehre v. d. Elektrizität, aus dem Englischen (Leipzig, Weidemann u. Reich), 211—212, 1779.

[4]) PRIESTLEY, l. c., S. 404. — CAVALLO, l. c., S. 212. Anmerkung.

[5]) PRIESTLEY, l. c., S. 82.

[6]) MUGDAN, Argon und Helium, zwei neue gasförmige Elemente (Sammlung chem. u. chem.-techn. Vorträge, Stuttgart, F. Enke), 125, 1896

§ 3. Sehr eingehende Angaben über bezügliche Versuche finden sich nun in einem Briefe BENJAMIN FRANKLINS vom 1. September 1747 an P. COLLINSON[1]), die hier mitgeteilt seien, und zwar handelt es sich zunächst um die „Wirkung von Spitzen“. FRANKLIN sagt (Wortlaut der Übersetzung):

„Z. E. man befestige eine Bleykugel, die drei oder vier Zoll im Durchmesser hat, auf die Öffnung einer reinen und trockenen Bouteille. Oben an die Decke des Zimmers hänge man gerade über die Öffnung der Bouteille ein kleines Korkkügelchen, in der Größe eines Wurmeys, an einem feinen seidenen Faden auf; der Faden muß aber so lang sein, daß das Korkkügelchen an die Seiten der Bleykugel anliegt. Man elektrisiere die Bleykugel; so wird das Kügelchen auf vier bis fünf Zoll mehr oder weniger, nachdem die Elektrizität stärker ist, von derselben zurückgestoßen werden.“

Nachdem dann verschiedene Versuche über die Wirkung genäherter Spitzen beschrieben sind, heißt es weiter:

„Das Abstoßen zwischen dem Korkkügelchen und der Bleykugel wird ebenfalls aufgehoben: 1. Wenn man feinen Sand darauf siebt. Dieser tut solches nachgerade. 2. Wenn man dagegen hauchet. 3. Wenn man Rauch von Brennholze um dieselbe machet. 4. Durch das Licht einer Kerze, wenn die Kerze auch einen Fuß weit entfernet ist, und zwar geschiehet dies sehr plötzlich. Das Licht einer glühenden Holzkohle und eines glühenden Eisens thun solches ebenfalls, aber in keiner so großen Weite.... Wenn man das Sonnenlicht mit einem Spiegel gleich lange Zeit und stark, sowohl auf den Korks wie auf die Röhre (Kugel?) wirft, vermindert dasselbe das Abstoßen nicht im Geringsten. Dieser Unterschied zwischen dem Lichte der Sonnen und dem Lichte vom Feuer ist also eine andere Sache, welche uns neu und außerordentlich vorkömmt.“

Man war also einer neuen Erscheinung auf der Spur, scheint diese aber nicht weiter verfolgt zu haben[2]).

---

[1]) B. FRANKLINS sämtliche Werke, a. d. Englischen u. Französischen übersetzt von G. P. WENZEL (Dresden) 1, 12 u. f., 1780.

[2]) Man vergleiche diesbezüglich die Ausführungen von J. J. THOMSON, l. c., S. 154, denen zufolge erst 126 Jahre später von GUTHRIE (1873) die Bedeutung des Glühgrades wie der Polarität der Ladung gefunden worden ist.

§ 4. Ich habe nun den FRANKLINschen Versuch mit geringfügigen Änderungen wiederholt, und dabei gefunden, daß man in der beschriebenen Weise alle für die Ionisation durch glühende Körper charakteristischen Erscheinungen außerordentlich leicht und bequem demonstrieren kann. Die benutzte Versuchsanordnung war folgende: Auf ein gut isolierendes Weinglas wurde — in Ermangelung eines anderen geeigneten Metallkörpers — eine kleine, nirgends scharfe Kanten oder Spitzen besitzende silberne Teekanne gesetzt; eine kleine Korkkugel wurde an einem 120 cm langen Seidenfaden so aufgehängt, daß sie vollkommen frei lotrecht herabhängend gerade den Bauch der Kanne berührte. Zur Ladung diente ein kleiner Elektrophor, als Glühkörper wurde ein (mit 26 cm langem Eisenstiel und Holzgriff versehener) kupferner Lötkolben von 6 $\times$ 1,5 $\times$ 1,5 cm benutzt. Die Ladung wurde so bemessen, daß die Korkkugel sich auf 10 bis 12 cm Abstand von der Kanne einstellte.

Hiermit wurden folgende Beobachtungen gemacht: 1. und 2. Das Nähern des kalten Kolbens hat weder bei positiver noch bei negativer Ladung der Kanne einen Einfluß, solange man mit ihm außerhalb der dem Potential entsprechenden Schlagweite bleibt. 3. Nähern des rotglühenden Kolbens hat bei positiver Ladung ebensowenig Einfluß, wie das des kalten allgemein. 4. Nähern des rotglühenden Kolbens bei negativer Ladung bewirkt schon bei 12 bis 14 cm Abstand desselben von der Kanne eine sehr schnelle und deutliche Ladungsabnahme bis zu völligem Verschwinden. 5. Die gleiche Erscheinung tritt bei noch etwas größerem Abstande ein, wenn man bei positiver Ladung der Kanne den weiß- oder nahezu weißglühenden Kolben nähert. Die Versuche sind mehrfach mit stets gleichem Erfolge wiederholt worden; die Erscheinungen sind sehr deutlich und lassen die benutzte Anordnung als vortrefflich zur Demonstration geeignet erscheinen, wobei man die Deutlichkeit durch Projektion des Kügelchens als einfaches Schattenbild noch erhöhen kann.

Es ist noch zu bemerken, daß der Kupferkolben in Kohlenfeuer erhitzt wurde, eine besondere Reinigung seiner Oberfläche aber weder vor noch zwischen den Versuchen stattgefunden hat; genauere Angaben über bezügliche Beobachtungen an Cu habe ich nicht finden können, die beobachteten Erscheinungen scheinen

mir aber nicht in Einklang zu stehen mit den Angaben SCHUSTERS [1]) und entsprechen auch nicht den Beobachtungen BRANLYS über das Verhalten glühender oxydierter Metalle [2]), und die Annahme einer beim Erhitzen erfolgten Reduktion vorhandenen Oxydes erscheint bei dem angewandten Erhitzungsverfahren wohl zulässig.

---

[1]) Siehe O. LEHMANN, Die elektr. Lichterscheinungen oder Entladungen (Halle, W. Knapp) 195, 1898; Proc. Roy. Soc. 47, 526, 1890. Man müßte danach annehmen: 1. daß Cu bei Rot- bis Hellgelbglut sich nicht oxydiere, 2. daß reines Cu in Luft überhaupt keine Elektronen aussendet.

[2]) J. J. THOMSON, l. c., S. 157, § 90.

Wilmersdorf b. Berlin, den 12. März 1907.

Messungen in Schwingungskreisen;
von Br. Glatzel.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 22. März 1907.)

(Vgl. oben S. 110.)

Als man dazu überging, die Erscheinungen in elektrischen Schwingungskreisen genauer messend zu verfolgen, stellte sich auch das Bedürfnis heraus, die Elemente dieser Schwingungskreise, Selbstinduktion und Kapazität mit großer Genauigkeit zu bestimmen. Von den in Betracht kommenden Meßmethoden bietet nun diejenige der Resonanz die Möglichkeit, unter Benutzung der elektrischen Schwingungen bei verhältnismäßig einfacher Versuchsanordnung die genannten Größen sehr genau zu ermitteln. Alle Messungen in Schwingungskreisen leiden aber unter dem Übelstand, daß es nicht möglich ist, die Energie der Schwingungen auch nur kurze Zeit konstant zu erhalten, so daß hierdurch die Meßgenauigkeit in hohem Maße beeinträchtigt wird. Den Einfluß dieser Schwankungen für die eigentliche Messung unschädlich zu machen, ist der Zweck der im folgenden angegebenen Methoden. Dieselben behandeln zunächst nur die Messung von Kapazitäten bis herunter zu sehr kleinen Werten, lassen sich aber auch ohne weiteres auf die Messung von Selbstinduktionen anwenden.

In besonders hohem Maße zeigen sich die Meßschwierigkeiten bei Verwendung einer Metallfunkenstrecke in Luft als Oszillator, da bei dieser nicht nur die eigentlichen Energieschwankungen, sondern insbesondere auch das zeitweise Inaktivwerden der Funken störend wirkt. Dieses Inaktivwerden beseitigt man am sichersten und rationellsten durch Verwendung von Resonanzinduktorien [1]). Jedoch sind derartige Induktorien nur dann von Wert, wenn die Periode des zu speisenden Kreises während der Messung nicht

---

[1]) G. Seibt, Elektrot. ZS. 25, 276, 1904.

geändert wird, so daß das Induktorium auf diese Eigenperiode des Schwingungskreises abgestimmt werden kann. Ändern sich aber die Resonanzverhältnisse des Schwingungskreises, so kann man die Wirkung des Induktoriums, wenigstens für Meßzwecke, verbessern und, wie von O. BERG[1]) angegeben, das Inaktivwerden des Funkens nahezu vollkommen beseitigen, wenn man in die Zuleitungen vom Induktor zur Funkenstrecke passende Kondensatoren einschaltet, welche den zwischen den Metallelektroden etwa auftretenden Kurzschlußstrom so herabsetzen, daß eine dauernde Lichtbogenbildung verhindert wird. Bei einer derartigen Anordnung erhielt ich bei etwa zweistündigem Betrieb nur zweimal die Erscheinung des Inaktivwerdens, welche aber sofort wieder von selbst verschwand. Den Einfluß einer derartigen Speisung der Funkenstrecke auf die Dämpfung des Schwingungskreises werde ich in einer späteren Mitteilung behandeln.

Bei anderen Oszillatoren, Quecksilberfunkenstrecken und Bogenlampen nach dem POULSENschen Verfahren[2]) tritt das Inaktivwerden nicht auf, wohl aber sind die störenden Energieschwankungen, ja zum Teil in noch höherem Grade als in der gewöhnlichen Funkenstrecke, vorhanden. Auch diese für die Messung unschädlich zu machen, gelingt bei Verwendung von Differentialmethoden. Eine solche wurde zuerst von O. BERG[3]) und O. v. BAEYER[4]) zur Messung der Absorption elektrischer Wellen angewendet. Im folgenden sollen nun einige Differentialschaltungen unter Benutzung der Resonanz mitgeteilt werden, welche behandeln:

A. Die Messung sehr kleiner Kapazitäten.
B. Die Kalibrierung von Kondensatoren.
C. Die Aufnahme von Strom- und Spannungsresonanzkurven.

A und B.

Die drei Schwingungskreise I, II, III, gebildet aus Kapazität C und Selbstinduktion L, sind genau aufeinander abgestimmt, sei es unter Verwendung einer variablen Selbstinduktion oder einer

[1]) O. BERG, Ann. d. Phys. (4) 15, 317, 1904.
[2]) V. POULSEN, Elektrot. ZS. 27, 1040, 1906.
[3]) l. c.
[4]) O. v. BAEYER, Ann. d. Phys. (4) 17, 30, 1905.

variablen Kapazität. T_2 und T_3 sind kleine Transformatoren, an deren sekundäre Klemmen Thermoelemente aus Eisen und Konstantan [1]) angeschlossen werden. Der Ausschlag der Thermoelemente kann durch Änderung des Abstandes zwischen Primär- und Sekundärwickelung in sehr weiten Grenzen reguliert werden. G ist ein Deprez-Spiegelgalvanometer von SIEMENS und HALSKE mit einem Widerstand von 1000 Ohm. Sind nun die drei Schwingungskreise mittels der Thermoelemente abgestimmt, dann werden die beiden Elemente in der skizzierten Weise gegeneinander geschaltet und durch ihre Transformatoren so einreguliert, daß das Galvanometer keinen Ausschlag zeigt. In der Differentialschaltung ist dann ev. noch die Resonanzeinstellung des Kreises II, welche an dem Minimum des Ausschlages erkannt wird, zu verbessern. Bei dieser Einstellung machen sich die Intensitätsschwankungen der Schwingungen nicht mehr bemerkbar, da sie in gleicher Weise in Kreis II und III vorhanden sind und sich in der Gegeneinanderschaltung aufheben. Die zu messende Kapazität c wird nun parallel zu der regulierbaren, bekannten Kapazität C_2 gelegt; man beobachtet einen Ausschlag am Galvanometer, welcher um so größer wird, je geringer die Dämpfung im Schwingungskreise ist. Durch entsprechendes Verkleinern von C_2 um einen bekannten Betrag wird Kreis II wieder auf Resonanz gebracht, was man mit großer Genauigkeit an dem Galvanometer beobachtet. Die gesuchte Kapazität c ist dann gleich der Differenz beider Einstellungen an C_2. Nach dieser Methode konnte ich noch Kapazitäten von etwa 10^{-6} Mikrofarad messen. Hierauf bedarf man nun geeichter variabler Kondensatoren mit hinreichender Einstell- und Ablesegenauigkeit. Mir standen für diesen Zweck zur Verfügung zwei regulierbare Luftkondensatoren von SIEMENS und HALSKE mit den Maximalkapazitäten $2{,}051 . 10^{-3}$ und $1{,}31 . 10^{-4}$ Mikrofarad, welche für die Zwecke der Messung noch mit mikrometrischer Feinverstellung versehen wurden. Da die Teilung dieser Kondensatoren proportional zwischen 0^{0} und 180^{0} ausgeführt war, so war zuerst festzustellen, innerhalb welcher Grenzen diese angenommene Proportionalität bestand. Die Kondensatoren mußten also kalibriert und geeicht werden. Für diesen

---

[1]) J. KLEMENCIC, Wied. Ann. 42, 417, 1891.

Zweck ist aber die Schaltung Fig. 1 nicht ohne weiteres brauchbar, wie sich aus dem Folgenden ergibt:

Von den variablen Kondensatoren C_1 und C_2 möge C_2 der zu eichende sein — C_1 war ein regulierbarer Plattenkondensator in Paraffinöl; C_2, der größere Luftkondensator von Siemens und Halske, C_3 bleibt unberücksichtigt. — Der Gang der Messung ist dann folgender: C_2 wird auf seinen Maximalwert eingestellt und C_1 so einreguliert, daß die beiden Kreise I und II in Resonanz sind. Nun wird zu C_2 ein kleiner Hilfskondensator c von passend gewählter Größe zugeschaltet und dadurch Kreis II verstimmt. Um wiederum Resonanz zu erhalten, muß C_2 um den zugeschalteten Betrag verringert werden. Jetzt wird der Hilfskondensator wieder

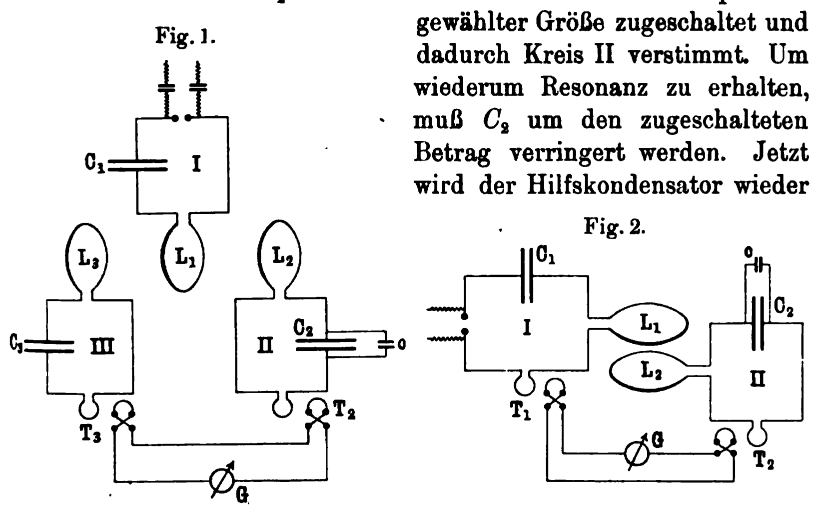


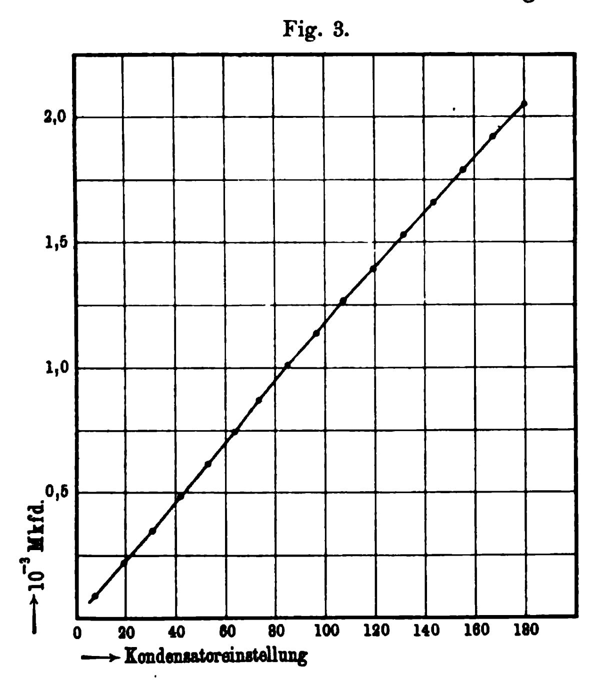
Fig. 1. Fig. 2.

abgeschaltet und der primäre Kondensator C_1 so weit verringert, daß Kreis II wiederum in Resonanz mit I ist. Darauf wird der Hilfskondensator wieder zugeschaltet und C_2 um den gleichen Betrag verringert usf. Es ist ersichtlich, daß bei diesem Verfahren die Anwendung der Schaltung Fig. 1 nicht ohne große Schwierigkeiten möglich ist, da eine Änderung von C_1 stets auch den kompensierenden Kreis III verstimmt, dieser also immer wieder nachreguliert werden müßte. Um die Kalibrierung in der angegebenen Weise leicht ausführen zu können, ist es erforderlich, daß sich das kompensierende Thermoelement T_3 im Verhältnis zu T_2 nicht oder doch nur wenig ändert. In einfachster Weise wurde dies dadurch erreicht, daß das kompensierende Thermoelement nicht in einen besonderen, auf den ersten Kreis abgestimmten,

sondern in diesen selbst eingeschaltet wurde, so daß sich Schaltung Fig. 2 ergibt, welche gegenüber Fig. 1 wesentlich vereinfacht ist

Ändert man in dieser Schaltung C_1, so ist die Änderung am Thermoelement nur eine sehr geringe, und man findet die Resonanzlage I mit II, indem man auf das Minimum der Ablenkung einstellt. Weicht dieses im Laufe der Messung bei größerer

Fig. 3.



Änderung von C_1 zu stark von der Nullstellung des Galvanometers ab, so daß die Energieschwankungen sich bereits bemerkbar machen, dann ist es erforderlich, mittels der Thermoelementtransformatoren T_1 und T_2 den Ausschlag wieder auf Null oder doch nahezu Null einzustellen.

Diese Methode der Kalibrierung ergibt jedoch nur relative Werte, der Kondensator wird nur in sich kalibriert. Um die absoluten Kapazitätswerte zu erhalten, genügt es nicht allein, den Maximalwert des Kondensators zu kennen, sondern es ist noch die Kenntnis eines zweiten Wertes erforderlich, da im Nullpunkt der Teilung die Kapazität des Kondensators nicht Null sein wird.

Ich verfuhr daher folgendermaßen: der Maximalwert des größeren Kondensators C_2 wurde, da er genügend groß war, ballistisch ermittelt, der zweite Wert für die Eichungskurve durch Halbieren des ersteren. Es wurde nämlich ein zweiter Kondensator im Kreise II derart bestimmt, daß seine Kapazität genau gleich der des Kondensators C_2 war. Hierauf wurden beide Kondensatoren hintereinandergeschaltet und C_1 auf Resonanz einreguliert. Nunmehr wurde wieder C_2 allein eingeschaltet und auf Resonanz gestellt. Diese Einstellung entspricht dann $^1/_2\, C_2$. Die Fig. 3 nebst zugehöriger Tabelle enthält das Ergebnis der Eichung und läßt erkennen, daß die Abweichung von der Proportionalität eine sehr geringe und nur im mittleren Teil vorhanden ist. Die Abweichung dürfte daher rühren, daß das bewegliche Plattensystem bei seiner Drehung sich nicht genau parallel zum feststehenden verschob.

Tabelle:

a	d	10^{-3} Mkfd. C_k	10^{-3} Mkfd. C_p	p%
180		2,051	2,051	
167,5	12,5	1,920	1,909	+ 0,5
156	11,5	1,789	1,778	0,6
143,8	12,2	1,659	1,639	1,2
131,6	12,2	1,528	1,500	1,9
119,5	12,1	1,397	1,361	2,6
107,6	11,9	1,266	1,226	3,3
96,3	11,3	1,135	1,097	3,5
85,1	11,2	1,005	0,970	3,6
74	11,1	0,874	0,843	3,7
63,2	10,8	0,743	0,720	3,2
53	10,2	0,612	0,604	1,3
41,6	11,4	0,481	0,474	1,5
30,2	11,4	0,351	0,344	2,0
19,2	11	0,220	0,219	0,5
7,9	11,4	0,090	0,089	— 1,1
$^1/_2\, C$: 87				

a = Einstellung am Kondensator C_2.
d = Differenzen bei der Kalibrierung.
C_k = Aus der Kalibrierung berechnete Kapazität.
C_p = Unter Annahme der Proportionalität berechnete Kapazität.
p% = Abweichung C_k von C_p in Prozenten.

In gleicher Weise wurde auch der kleinere Luftkondensator von der Gesamtkapazität 1,31.10^{-4} Mikrofarad kalibriert und geeicht. Bei diesem zeigte die Kurve keine Abweichung von der geraden Linie.

Die vereinfachte Schaltung (Fig. 2) habe ich dann aber nicht nur zur Kalibrierung allein, sondern auch zur Messung kleiner Kapazitäten, überhaupt an Stelle der umständlicheren Schaltung (Fig. 1) verwendet.

Hinsichtlich der Versuchsanordnung wäre noch zu bemerken, daß bei Messung so kleiner Kapazitäten natürlich die Lage der Verbindungsleitungen von großem Einfluß und es daher unbedingt erforderlich ist, dieselben fest zu verlegen und ev. diesen Einfluß auf die zu messenden Kapazitäten und Selbstinduktionen zu berücksichtigen. Das Zu- und Abschalten des Hilfskondensators und ebenso die Umschaltung der Kondensatoren bei der Halbierung erfolgte daher mittels eines kleinen, passend an dem Kondensator C_2 angebrachten Schalters, so daß jede Änderung der Lage der Zuleitungen während der Messung ausgeschlossen war.

Die Genauigkeit der Messung ist abhängig von der Dämpfung des Schwingungskreises und um so größer, je ungedämpfter die Schwingungen sind. Es wurde daher außer mit einer Zinkplattenfunkenstrecke insbesondere mit einer Quecksilberfunkenstrecke gearbeitet. Noch günstigere Resultate dürften sich bei Verwendung einer Bogenlampe nach POULSEN zum Erzeugen der Schwingungen ergeben, doch konnte ich bisher Versuche mit einer solchen nicht anstellen.

C.

Die unter B angegebene Differentialmethode eignet sich mit einer kleinen Abänderung auch zur Aufnahme von Resonanzkurven. Zu diesem Zweck werden die beiden Thermoelemente nicht einfach gegeneinander geschaltet, sondern nach der Kompensationsmethode das Verhältnis der thermoelektrischen Kräfte beider ermittelt. Sollen nun die Ablesungen am Kompensationsapparat direkt ein Maß für die elektromotorische Kraft des Thermoelements und damit für i_{eff}^2 bzw. e_{eff}^2 bilden, so ist es erforderlich, daß die elektromotorische Kraft des kompensierenden Thermoelementes T_1 sich nicht ändert, d. h. also, daß der Strom in Kreis I

konstant bleibt unabhängig von der Einstellung des Kreises II. Dies ist aber nur möglich, wenn 1. die Rückwirkung von II auf I so klein ist, daß sie unterhalb der Fehlergrenze bleibt; 2. die Energieentnahme durch Kreis II eine sehr geringe ist. Beide Bedingungen waren bei den vorliegenden Messungen erfüllt.

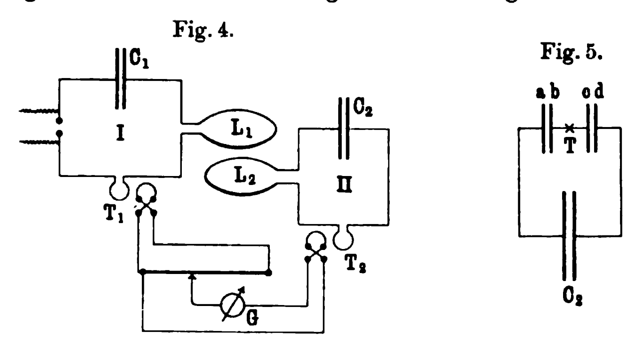


Fig. 4. Fig. 5.

Zur Aufnahme der Stromresonanzkurve wurde die Schaltung (Fig. 4) verwendet und die den einzelnen Stellungen des Kondensators entsprechenden Einstellungen am Kompensationsapparat ermittelt. Da es sich hierbei um Vergleichung sehr kleiner elektromotorischer Kräfte handelt, so sind im Kompensator selbst auftretende Thermokräfte sehr störend, und man muß auf deren Beseitigung besonderen Wert legen. Sehr vorteilhaft für derartige Messungen dürfte der von DIESSELHORST [1]) angegebene Kompensator sein.

Um auch die Aufnahme von Spannungsresonanzkurven nach der angegebenen Differentialschaltung zu ermöglichen, wurde folgendermaßen verfahren:

Parallel zu C_2 wurde ein kleiner Doppelkondensator angeschlossen, welcher aus zwei hintereinander geschalteten Kondensatoren sehr kleiner Kapazität besteht [2]). In der Verbindungsleitung b—c liegt das Thermoelement. Die Abstände a—b und c—d sind regulierbar, so daß im Thermoelement ein für die Kompensation passender Ausschlag erzielt werden kann. Die Bestimmung der

---

[1]) DIESSELHORST, ZS. f. Instrkde. **26**, 297—305, 1906.

[2]) Mit Versuchen über die Wirkungsweise dieses Doppelkondensators und über den Einfluß der Selbstinduktion des Thermoelementes bin ich zurzeit noch beschäftigt.

Fig. 6.

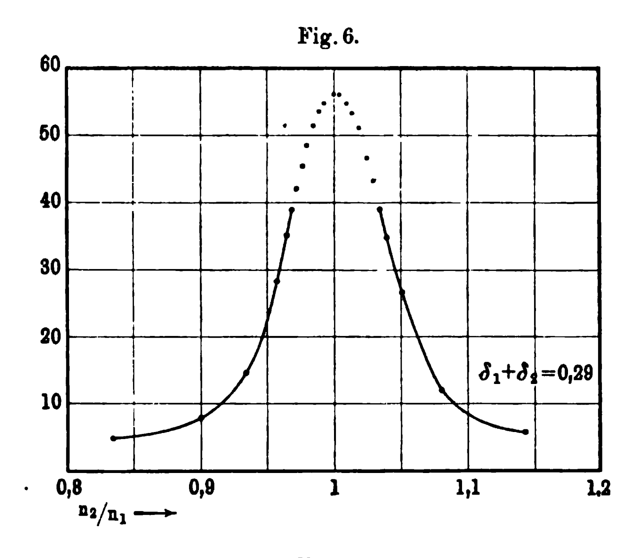
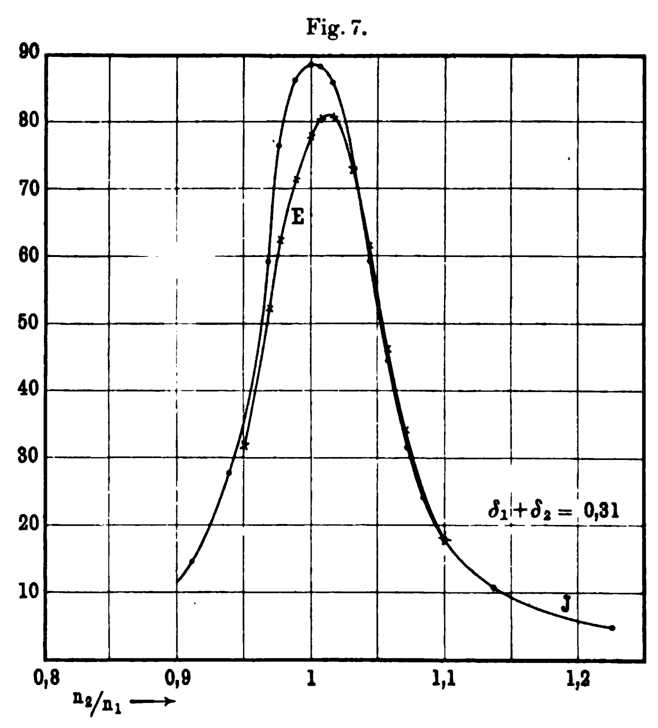

60
50
40
30
20
10
$\delta_1+\delta_2=0,29$
0,8
0,9
1
1,1
1,2
n_2/n_1 →

Fig. 7.


90
80
70
60
50
40
30
20
10
E
J
$\delta_1+\delta_2 = 0,31$
0,8
0,9
1
1,1
1,2
n_2/n_1 →

Strom- und Spannungsresonanzkurve geschah nun derart, daß für jede Kondensatoreinstellung C_2 hintereinander die Kompensation für das Strom- und Spannungsthermoelement ausgeführt wurde. Die Resonanzkurven Figg. 6 und 7 wurden nach diesem Verfahren erhalten und zwar mit einer Zinkplattenfunkenstrecke in Luft. Als Abszissen sind eingetragen das Verhältnis der Wechselzahlen n_2/n_1 der beiden Kreise I und II, als Ordinaten die Einstellungen am Kompensationsapparat.

Aus den Figuren ist ersichtlich, daß die Methode sehr gute Resultate liefert, da kaum ein Punkt aus dem Kurvenzug herausfällt. Die Genauigkeit der Messung beträgt durchschnittlich 0,5 Proz. Die Berechnung der Dekremente erfolgte nach dem DRUDEschen[1]) Verfahren.

Zum Schluß möchte ich nicht verfehlen, Herrn Ministerialdirektor Dr. MICKE, in dessen Laboratorium die obigen Messungen ausgeführt wurden, für die Liebenswürdigkeit, mit der er mir alle erforderlichen Apparate zur Verfügung stellte, meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

---

[1]) P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 13, 525, 1904; s. a. ZENNECK, Elektromagn. Schwing., S. 1008.

Berlin, März 1907.

Demonstrationen von Phasendifferenzen im Winkelmaß;
von H. Starke.

Die Methoden, die Phasendifferenz zweier Wechselströme zu zeigen, geben im allgemeinen nicht die Winkelgröße, sondern es ist diese letztere erst durch Rechnung zu ermitteln. Dies gilt sowohl für die Bestimmungsart, nach welcher die Kurven beider Ströme gleichzeitig übereinander mittels zweier Oszillographen oder zweier BRAUNscher Röhren entworfen werden, als auch für die Methode der Lissajous-Figuren, welche mit zwei Oszillographen bzw. einer BRAUNschen Röhre mit zwei zueinander senkrechten Ablenkungsspulen erhalten werden. Die anderen Methoden, Phasendifferenzen zu bestimmen, dienen nicht zu direkter objektiver Demonstration, sondern vielmehr zu genauerer Berechnung derselben aus den Angaben, welche an Strom-, Spannungs- und Arbeitsmessern abgelesen werden. Die im folgenden beschriebene stroboskopische Methode zeigt direkt objektiv für ein großes Auditorium den Phasenwinkel, um welchen getrennt zwei Wechselströme verlaufen, welche gleiche Periode besitzen, am besten also von einem und demselben Generator stammen.

An der Achse der Wechselstrommaschine oder besser und bequemer eines durch sie betriebenen kleinen Synchronmotors wird eine runde, schwarze Pappscheibe von etwa 15 bis 20 cm Durchmesser befestigt, auf welcher ein schmaler, radialer Streifen weißen Papieres aufgeklebt ist. Kontinuierlich beleuchtet erscheint die rotierende Scheibe gleichmäßig weiß. Geschieht die Belichtung dagegen durch intermittierende Lichtblitze, welche im Tempo des Wechselstromes derart erfolgen, daß stets nach Ablauf einer vollen Periode ein neuer Blitz erscheint, so sieht man den weißen Radius unverändert an einer Stelle feststehen. Diese taktmäßige Beleuchtung geschieht nun leicht durch Entladungsfunken einer Leidener Flasche, welche an einen durch dieselbe Wechselstrommaschine betriebenen Funkeninduktor geschaltet ist. Man sieht hierbei, da die Funken nach je einer halben Periode, bei jedem Wechsel wiederkehren, den Radius in zwei diametralen Stellungen, so daß also die schwarze Scheibe von einem weißen Durchmesser

durchzogen erscheint. Je nach der Phase des Beleuchtungsfunkens hat nun dieser Durchmesser eine verschiedene Lage, und es kann diese Erscheinung mit vielem Erfolg dazu verwendet werden, Phasendifferenzen zu demonstrieren.

Ist der benutzte Synchronmotor mehrpolig, so erfolgt im Laufe einer Periode nicht eine volle Umdrehung, sondern nur ein Bruchteil einer solchen, und man sieht dementsprechend mehrere stillstehende Radien auf der Scheibe. Auch hiermit läßt sich natürlich eine Phasenverschiebung zeigen, indessen ist der Winkel der Drehung dann mit der Anzahl der Polpaare des Motors zu multiplizieren, um den Winkel der Phasendifferenz zu erhalten.

Anstatt den Induktor direkt mit dem Wechselstrom zu speisen, kann man mit demselben auch erst einen ganz kleinen zweiten Synchronmotor in Betrieb setzen, der seinerseits einen Stromunterbrecher für den Induktor betätigt. Man hat dabei den Vorteil, einen Lichtblitz während einer vollen Periode und damit das Bild des radialen Streifens in nur einer Lage zu erhalten.

Zum Zwecke der Winkelablesung wird eine Bogenskala entweder um die rotierende Scheibe oder transparent vor derselben angebracht. Recht instruktiv ist es auch, die Beleuchtung gleichzeitig durch zwei Funkenstrecken, von je einem Induktor betrieben, vorzunehmen, deren jede die Phase eines Wechselstromes anzeigt. Man sieht dann auf der rotierenden Scheibe zwei radiale Streifen, welche miteinander den Winkel der Phasendifferenz zwischen den zwei Wechselströmen bilden. Die Leidener Flaschen werden zweckmäßigerweise nicht zu klein gewählt, damit die Funken hell leuchten. Ich wendete eine Flasche von etwa 0,005 Mikrofarad an, d. i. eine Größe, wie sie in der Regel zu den größeren Flaschenbatterien verwendet wird. Die Beleuchtung ist damit so hell, daß die Erscheinung auf den hintersten Plätzen des großen Hörsaales im hiesigen Physikalischen Institut deutlich verfolgt werden kann. Erwähnt mag noch werden, daß, wenn die Funkenstrecke zu klein ist, nicht ein scharfer Funke, sondern mehrere schnell hintereinander im Laufe eines Wechsels auftreten, so daß man statt eines scharfen Bildes des radialen Streifens ein fächerartig ausgebreitetes Gebilde sieht. Der Funke hat dann einen zischenden Klang. Es ist stets leicht, ein absolut scharfes, feststehendes Bild des Streifens zu erhalten. Bei plötzlicher Entnahme eines kräftigen

Stromes aus der Wechselstrommaschine kann man an den Schwankungen, die der radiale Streifen einige Sekunden lang ausführt, die Pendelungen zwischen Maschine und Synchronmotor deutlich beobachten.

Als intermittierende Lichtquelle ist auch — aber mit lange nicht dem guten Erfolge — statt des Induktionsfunkens eine GEISSLERsche Röhre oder, unter Fortfall des Induktors, auch eine mit dem Wechselstrom betriebene Bogenlampe, deren Lichtstrahlung ja merkwürdigerweise auch eine diskontinuierliche ist, zu verwenden. Indessen ist die Erscheinung in diesen Fällen naturgemäß eine viel verwaschenere. Anstatt des scharf begrenzten radialen Streifens sieht man breite Kreisausschnitte, so daß das Bild mehr das einer leuchtenden, von einem schwarzen, diametralen Schatten durchzogenen Scheibe ist, wobei der Schatten etwa das Aussehen des einen Balkens von dem schwarzen Kreuz in der Interferenzfigur hat, welche eine einachsige, senkrecht zur optischen Achse geschnittene Kristallplatte im konvergenten, polarisierten Lichte zeigt. In Wechselstromzentralen, deren Hallen mit Wechselstrombogenlicht erleuchtet sind, kann man die verwandte Erscheinung des scheinbaren Stillstehens der die Lampen speisenden Maschine vielfach beobachten.

Es lassen sich mit der beschriebenen einfachen Anordnung leicht die folgenden sehr anschaulichen Versuche anstellen:

1. Phasenverschiebung durch Selbstinduktion.

In den Primärkreis des Induktors ist eine Wippe gelegt, durch deren Umlegen man entweder einen Widerstand oder eine Drosselspule in den Stromkreis einschaltet. Beim Umlegen der Wippe springt der auf der rotierenden Scheibe sichtbare radiale Streifen um ungefähr 90° und zwar beim Einschalten der Drosselspule in Richtung der Drehung, einer Verspätung des Funkens um eine viertel Periode entsprechend. Schaltet man zu der Drosselspule Ohmschen Widerstand hinzu, so dreht sich mit steigendem Widerstand der Streifen allmählich bis fast in die alte Lage zurück. Einbringung von Eisen in die Spule bewirkt wieder eine Drehung in umgekehrter Richtung, d. h. im Sinne der Drehung des Synchronmotors. Hiermit kann man leicht als Vorlesungsversuch die Bestimmung des Selbstinduktionskoeffizienten L der Spule verbinden.

Ist φ der Drehungswinkel des radialen Streifens, so ist $tang\ \varphi = \frac{\omega L}{w}$. Mit Hilfe eines Tourenzählers am Synchronmotor kann $\omega = 2\pi \times$ Periodenzahl ermittelt werden.

2. Phasenverschiebung in einem Transformator bei verschiedener Belastung.

Vor die Primärspule des Induktors schaltet man die Primärspule eines Transformators.

Belastet man die Sekundärspule induktionsfrei, so erhält man infolge des zu dem vorher wattlosen Strome jetzt hinzutretenden Wattstromes eine Drehung des radialen Streifens in einem Sinne, welcher dem der Drehung des Synchronmotors entgegengesetzt ist. Diesen Versuch stellte ich so an, daß ich vor den Induktor eine um einen unterteilten Eisenkern gewickelte Spule von etwa 300 Windungen eines 2 mm starken Kupferdrahtes (auswechselbare Primärspule eines im hiesigen Institut vorhandenen Funkeninduktors) schaltete. Acht Windungen eines 1 cm starken Kupferdrahtes bildeten die Sekundärspule dieses improvisierten Transformators. Sie wurde geschlossen durch einen 10 cm langen, $^3/_4$ cm dicken Eisenstab. Je weiter man diese Spule auf die andere aufschob, desto mehr drehte sich der radiale Streifen bis auf etwa 50°. Hier war die Belastung bereits so stark, daß der Eisenstab hell glühte.

3. Phasen einer Drehstrommaschine.

Ist, wie bei meinen Versuchen, die benutzte Maschine eine dreiphasige Drehstrommaschine, deren eine Phase den Synchronmotor mit der Pappscheibe betreibt, so kann man sehr schön die drei Phasen der Maschine zeigen, indem man diese zeitlich hintereinander zum Betriebe des Funkens verwendet.

4. Phasendifferenzen bei erzwungenen Schwingungen.

Endlich kann man die beschriebene Vorrichtung in sehr bequemer Weise dazu verwenden, die Phasendifferenzen zu demonstrieren, welche bei erzwungenen Schwingungen nach deren Theorie dann eintreten, wenn der schwingende Körper nahezu in Resonanz mit den Pendelungen der seine Schwingungen anregenden Kraft ist. Nehmen wir z. B. den Fall, daß ein Wechselstrom durch eine kleine Spule gesandt wird, welche aus einigen um einen kleinen Eisenkern gewickelten Windungen Kupferdrahtes besteht. Über

dieser Spule befinde sich ein am einen Ende zwischen zwei Metallbacken eingeklemmtes Stück Uhrfederstahl. Verändert man die Länge dieses zunächst einmal ganz kurz gewählten federnden Streifens dadurch, daß man das auf der anderen Seite der Backen herausragende Stück zwischen denselben allmählich hindurchstößt, so wird, wenn die Eigenperiode des Streifens sich der Periode des Wechselstromes nähert, der Streifen beginnen, Schwingungen auszuführen, welche im Momente vollkommener Resonanz außerordentlich lebhaft werden. Vergrößert man die Eigenschwingungsdauer der Stahlfeder durch weitere Verlängerung noch mehr, so nimmt die Schwingungsweite schnell bis auf fast Null ab. Die VON HELMHOLTZsche Theorie ergibt, daß der Bereich des Mitschwingens mit wachsender Dämpfung der Feder größer wird, die Maximalamplitude aber dabei abnimmt. Sie ergibt ferner, daß, wenn die Feder kurz ist, ihre Schwingungen mit der magnetischen Kraft in Phase sind. Verlängert man die Feder, so bleibt bei großer Annäherung an die Resonanz die Feder in Phase gegen die Kraft zurück, im Falle der Resonanz selbst um 90°. Wird die Feder weiter verlängert, so nimmt dieser Phasenwinkel schnell bis 180° zu, um bei weiterer Verlängerung diesen Wert beizubehalten. Die Feder schwingt dann also der Kraft entgegengesetzt. Diese Erscheinung läßt sich mit unserer Vorrichtung leicht demonstrieren, wenn man die schwingende Feder mit einem kurzen Stückchen Platindraht versieht, das durch abwechselndes Eintauchen in Quecksilber bei dem Schwingungsprozeß den Primärkreis des Funkeninduktors schließt und öffnet. Man sieht, wenn die Feder mit dem Wechselstrom in Resonanz ist, den radialen Streifen auf der rotierenden Scheibe in feststehender Lage, aus der er sich bis um 90° nach der einen oder der anderen durch die Theorie gegebenen Richtung herausdreht, wenn man die Feder etwas länger oder kürzer macht. Natürlich ist für diesen Versuch große Konstanz in der Rotationsgeschwindigkeit der Maschine erforderlich. Schwankungen in der Periodenzahl des Wechselstromes machen sich durch Drehungen des radialen Streifens natürlich sofort kenntlich. Um gute und regelmäßige Funken zu bekommen, sorgt man zweckmäßig durch öfteres Erneuern des Quecksilbers für eine recht reine Oberfläche desselben an der Unterbrechungsstelle.

Greifswald, Physikal. Institut der Universität, März 1907.

Jahrg. 5 *Heft 8*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. 30. April 1907. Nr. 8.

Über den photoelektrischen Effekt bei hohen Temperaturen;
von Erich Ladenburg.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 8. März 1907.)
(Vgl. oben S. 97.)

Lenard[1]) hat im Jahre 1902 für die von Herz und Hallwachs entdeckten Erscheinungen des lichtelektrischen Effektes eine Erklärung gegeben. Er hat gezeigt, daß ultraviolettes Licht die Eigenschaft besitzt, negativ geladene Metallplatten zum Aussenden von negativen Elektronen zu veranlassen. Diese Elektronen entnehmen die in ihrer Austrittsgeschwindigkeit liegende Energie nicht dem Lichte, sondern dies letztere spielt hierbei nur eine auslösende Rolle; denn die Geschwindigkeit der Strahlen ist unabhängig von der Intensität des Lichtes, während die Anzahl der ausgelösten Elektronen dieser Größe direkt proportional ist. Wenn also die Energie der fortgeschleuderten Elektronen nicht dem Lichte entstammt, so muß sie schon vor der Bestrahlung in den Elektronen vorhanden gewesen sein. Es liegt deshalb die Vermutung nahe, daß eine Steigerung der Energie der Elektronen auch die Größe des lichtelektrischen Effektes erhöhen müßte. Eine solche Vergrößerung der Energie könnte man durch Tem-

[1]) P. Lenard, Ann. d. Phys. (4) 8, 149, 1902.

peraturerhöhung der bestrahlten Platte erzielen. Von einer Reihe von Beobachtern[1]) sind hierüber schon Versuche angestellt worden; die Resultate sind aber sehr widersprechend. Und zwar liegt dies wohl daran, daß durch Temperaturerhöhung die Oberfläche der Platte verändert und namentlich dieselbe von okkludierten Gasen befreit wird. Beides hat aber auch einen Einfluß auf den photoelektrischen Effekt, und es soll hier über den Versuch berichtet werden, in dieser Frage Klarheit zu schaffen.

Alle Versuche sind in einem solch hohen Vakuum angestellt, daß die freie Weglänge der Elektronen bedeutend größer ist, als die Entfernung der Elektroden. In diesem Falle ist nämlich die Wahrscheinlichkeit dafür groß, daß die Elektronen auf ihrem Wege keine Luftatome treffen und diese eventuell ionisieren. Dieser Zustand wird dadurch erkannt, daß weder eine weitere Verringerung des Druckes den Effekt erniedrigt, noch eine Erhöhung des Potentials ihn erhöht.

Als Lichtquelle wurde für die vorliegenden Untersuchungen die Quarz-Quecksilber-Lampe benutzt. Ihre Gesamtenergie ist allerdings nicht groß, und sie ist auch nicht sehr reich an ultraviolettem Licht. Deshalb muß die Meßmethode sehr empfindlich gemacht werden. Man hat aber den großen Vorteil, ohne Standard auszukommen, da man es ohne Schwierigkeit dahin bringen kann, daß die Lampe stundenlang bis auf 1 bis 2 Proz. konstant brennt.

Fig. 1 stellt die Versuchsanordnung schematisch dar.

Das Licht der Lampe wird durch die großen Quarzlinsen L auf die zu untersuchende Elektrode E konzentriert. Das Rohr, in dem diese Elektrode sich befindet, ist durch die Quarzplatte Q verschlossen. D ist ein zur Erde abgeleitetes Aluminiumdiaphragma, B und C zwei Auffangeelektroden, die durch Bernstein isoliert eingeführt sind. Die von einer dieser Elektroden aufgefangene Elektrizität kann durch den Luftwiderstand W zur Erde abfließen. An den Enden dieses Widerstandes liegen die beiden Quadrantenpaare eines sehr gut isolierenden DOLEZALECKschen Elektrometers.

Der Widerstand W[2]) ist folgendermaßen konstruiert. In ein geschlossenes Glasgefäß sind zwei gleich große Kupfer-

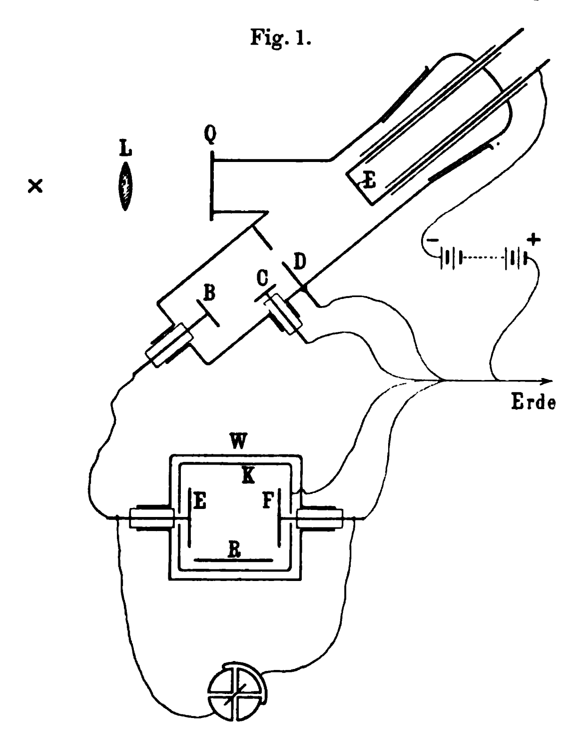
---

[1]) Siehe J. J. THOMSON, Conduction of Electricity through gases, S. 238—240; A. LIENHOP, Ann. d. Phys. (4) 12, 281, 1906.

[2]) Howard L. BRONSON, Sill. Journ. (4) 19, 185—187, 1905.

scheiben E und F isoliert eingeführt. Zwischen beiden liegt auf dem Boden des Gefäßes eine zur Erde abgeleitete Kupferplatte R, auf der ein ziemlich schwaches radioaktives Präparat aufgetragen ist. Ein Kupferblech K, das zur Erde abgeleitet ist, befindet sich an den inneren Wandungen des Glasgefäßes; es besitzt Aussparungen an den Stellen, an denen die Zuleitungen zu den

Fig. 1.



Platten E und F hindurchgehen. Es ist absolut notwendig, alle Metallteile in diesem Widerstand aus demselben Material zu wählen, da sonst der Voltaeffekt störend wirkt. Da ferner die Ionisation von der Größe des herrschenden Druckes abhängt, muß das Glasgefäß geschlossen sein. — Will man übrigens einen kontinuierlich veränderlichen Widerstand benutzen, so kann man zwischen Präparat und Platten eine Irisblende einschalten. Hier ist aber von dieser letzten Vorrichtung kein Gebrauch gemacht.

Ein solcher Widerstand ist nur in einem Meßbereich brauchbar, in welchem man so weit vom Sättigungsstrom entfernt ist, daß noch Proportionalität zwischen Spannung und Stromstärke besteht. Denn nur so lange ist der Widerstand konstant, d. h. unabhängig vom angelegten Potential. Bei den hier vorliegenden Untersuchungen erwies sich diese Bedingung als erfüllt; ich erhielt bis zu den höchsten vorkommenden Spannungen konstante Werte für die Größe des Widerstandes. Diese letztere wurde durch die Entladungszeit eines Kondensators gemessen. Entladet sich ein Kondensator von der Kapazität C in der Zeit t durch den zu messenden Widerstand W hindurch vom Potential P_1 auf das Potential P_2, so gilt die Beziehung

$$W = \frac{1}{C} \frac{t}{lg_e \frac{P_1}{P_2}}.$$

Erweist sich also bei konstanter Größe des Kondensators die Entladungszeit vom höchsten bei den späteren Messungen vorkommenden Potential P auf $\frac{P}{2}$ als gleich groß mit der von $\frac{P}{2}$ auf $\frac{P}{4}$ usw., so ist der Widerstand bis zum Potential P brauchbar. Die Tabelle 1 mag als Beispiel einer solchen Messungsreihe dienen.

Tabelle 1.

Widerstandsmessung durch Bestimmung der Entladungszeit t eines Kondensators von der Kapazität $C = 1 \times 10^{-7}$ Farad vom Potential P auf das Potential $\frac{P}{2}$.

P (Volt)	$\frac{P}{2}$ (Volt)	t''	W (Ohm)
0,40	0,20	317″	$4{,}57 \times 10^9$
0,28	0,14	316″	$4{,}56 \times 10^9$
0,20	0,10	316,2″	$4{,}561 \times 10^9$
0,14	0,07	315″	$4{,}54 \times 10^9$
0,07	0,035	314,5″	$4{,}52 \times 10^9$

Die Größe des Widerstandes wurde öfters kontrolliert und ergab sich als recht konstant zu

$$W = 4{,}55 \times 10^9 \text{ Ohm}.$$

Die Empfindlichkeit des Elektrometers betrug bei einem Skalenabstand von 2,5 m

1 mm Ausschlag = 0,001 17 Volt.

Es entspricht also bei der benutzten Anordnung einem Ausschlag von

1 mm ein lichtelektrischer Strom von $2{,}58 \times 10^{-13}$ Amp.

Selbstverständlich war das Elektrometer selber, sämtliche Leitungen, der Widerstand und auch das Beobachtungsrohr in Metallkästen eingebaut, die zur Erde abgeleitet waren. Als Pumpe stand eine TOEPLERsche Handpumpe und eine automatische Pumpe nach dem Prinzip von REGENER zur Verfügung. Der Druck wurde mit einem MC LEODschen Manometer abgelesen. Das zu glühende Blech E war in derselben Art wie die WEHNELTschen Kathoden eingeführt. Die zum Glühen dienenden Akkumulatoren sowie die Widerstände und das zur Messung des Heizstromes benutzte Amperemeter waren isoliert aufgestellt, so daß sie mit der Elektrode E zugleich geladen werden konnten. Die Messung der Temperatur geschah durch Bestimmung des Widerstandes des geglühten Bleches.

Es wurden Platin, Gold und Iridiumbleche von etwa 0,01 mm Dicke und $0{,}8 \times 0{,}3$ cm Oberfläche benutzt. Vor den eigentlichen Messungen mußten die Platten von den okkludierten Gasen befreit werden. Durch eine große Reihe von Versuchen war nämlich festgestellt worden, daß eine Beladung der Platte — zu diesen Versuchen wurde Platin benutzt — mit Luft und Wasserstoff den photoelektrischen Effekt bedeutend, oft bis 50 Proz., gegenüber der von den Gasen befreiten Platte heruntersetzt. Außerdem würden beim Arbeiten mit einer nicht ganz gasfreien Platte bei höheren Temperaturen Gase aus der Platte austreten. Dadurch würde aber der Gasdruck in unmittelbarer Nähe der Platte steigen, und wir hätten eine Vergrößerung des photoelektrischen Stromes durch unselbständige Leitung. Deshalb mußten die Platten vor jedem Versuch stundenlang geglüht werden, während zu gleicher Zeit eine automatisch wirkende Luftpumpe die aus den Platten austretenden Gase hinwegschaffte. Wenn die Pumpe anzeigte, daß keine Gase mehr austraten, wurde der photoelektrische Effekt als Funktion der Temperatur der be-

strahlten Platte gemessen. Nun gibt aber eine solche glühende Platte bei einer bestimmten, mit dem Potential, auf welches sie geladen ist, veränderlichen Temperatur schon ohne Bestrahlung negative Elektronen ab. Da dieser Effekt mit Zunahme der Temperatur enorm ansteigt, so wird es dann sehr bald unmöglich, den photoelektrischen Effekt zu messen. Es wurde zwar versucht, die beiden Elektronenarten magnetisch zu trennen; dies erwies sich aber als unmöglich, weil unter den durch Temperatur allein austretenden Teilchen alle möglichen Geschwindigkeiten vertreten sind. Deshalb mußten die Versuche bei etwa 800° abgebrochen werden.

Alle an Platin-, Gold- und Iridium-Platten angestellten Versuche hatten nun folgenden typischen Verlauf. Mit Zunahme der Temperatur der bestrahlten Platte steigt der Effekt zunächst an, um bei höheren Temperaturen wieder auf den Effekt der kalten Platte zu sinken. Wiederholt man den Versuch mehrere Male hintereinander, so wird dieses Maximum immer schwächer, und verschwindet schließlich fast gänzlich, namentlich wenn man rückwärts von hohen zu tiefen Temperaturen übergeht. Als Beispiel für diese Erscheinung sei die Tabelle 2 angeführt. In derselben bedeutet T die Temperatur und E den photoelektrischen Effekt. Die verschiedenen Reihen von E sind hintereinander beobachtet, die letzte in umgekehrter Reihenfolge, d. h. von hohen zu niedrigen Temperaturen. Bei der höchsten Temperatur von

Tabelle 2.

Abhängigkeit des photoelektrischen Effektes von der Temperatur der bestrahlten Platinelektrode.

T	E_1	E_2	E_3	E_4
20°	96,0	96,0	96,0	95,5
47°	110	105	98,5	97
59°	132	118	101,0	99
99°	168	147	119	103
130°	180	148	122	104
235°	154	120	110	98
450°	141	112	100	96,5
655°	130	106	99	96
860°	109	99,5	98	96,2

860° bewirkte der ohne Bestrahlung fortgehende Strom über 300 mm Ausschlag, und trotzdem war der durch Belichtung hinzukommende Strom nicht größer als bei der kalten Platte.

Läßt man das Rohr nunmehr eine Zeitlang stehen und wiederholt dann den Versuch noch einmal, so ist das Maximum wieder stärker ausgeprägt. Da dasselbe bei etwas über 100° liegt, so scheint mir die einfachste Deutung dieser Erscheinung die zu sein, daß die Erhöhung des Effektes von einer Abgabe von Wasserdampf herrührt. Derselbe wird sich eben nach Erkalten der Platte wieder auf ihr niederschlagen.

Mit Iridium und Gold erhielt ich ganz ähnliche Resultate. Auch bei diesen Metallen ergab sich ein Maximum bei nahezu denselben Temperaturen, wie beim Platin. Dasselbe verschwand auch hier nach mehrmaliger Wiederholung des Versuches. In den Tabellen 3 und 4 sind die letzten Versuchsreihen angeführt, die das Maximum nur noch sehr schwach anzeigen.

Tabelle 3.

Iridiumelektrode.

T	E	T	E
20°	70,5	245°	73,1
40°	71,5	420°	70,4
90°	72,2	560°	70,0
105°	75,0	685°	71,0
145°	76,2	770°	70,6

Tabelle 4.

Goldelektrode.

T	E	T	E
20°	29,8	420°	31,0
75°	30,6	545°	31,2
125°	31,8	695°	30,4
230°	30,8	790°	30,2
325°	31,2	820°	30,0

Es hat sich also gezeigt, daß die Anzahl der ausgelösten Elektronen bei den Metallen Platin, Gold und Iridium bis zu Temperaturen von etwa 800° unabhängig von der Temperatur des bestrahlten Bleches ist.

Ferner wurde versucht, den Einfluß von Temperaturerhöhung auf die Geschwindigkeit der fortfliegenden Teilchen festzustellen. Herr LIENHOP[1]) hat vor kurzem gezeigt, daß die Geschwindigkeitsverteilung sich nicht wesentlich ändert, wenn man das bestrahlte Blech bis auf die Temperatur der flüssigen Luft abkühlt. Bei den hier vorliegenden Versuchen wurde nicht die Geschwindigkeitsverteilung gemessen, sondern versucht, direkt die Größe der Geschwindigkeit durch magnetische Ablenkung zu bestimmen. Wenn die Ladung der bestrahlten Platte nicht so groß ist, daß gegen die Beschleunigung durch das Feld die Anfangsgeschwindigkeit zu vernachlässigen ist, kann man auch durch magnetische Ablenkung Aufschluß über etwaige Änderung der Anfangsgeschwindigkeit erhalten. Das magnetische Feld wurde durch zwei Spulen senkrecht zu E bis B und zwar derartig hergestellt, daß es möglichst nur auf Elektronen wirkte, die das Diaphragma bereits verlassen hatten. Es wurde dann der photoelektrische Effekt an der Platte C als Funktion des den Magneten speisenden Stromes gemessen. Man erhält Kurven, die ein stark ausgeprägtes Maximum besitzen. Die Tabelle 5 zeigt eine solche Versuchsreihe. J ist die Intensität des das magnetische Feld erregenden Stromes und E der Effekt an der Platte C.

Tabelle 5.

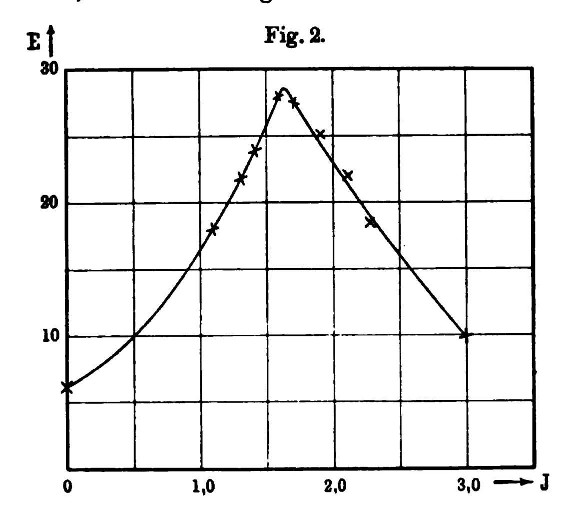
J	E	J	E
0	6,0	1,87	25,8
1,1	19,0	1,95	24,0
1,3	22,2	2,10	22,0
1,4	24,0	2,27	20,4
1,59	28,3	2,31	18,7
1,71	27,7	3,32	10,0

[1]) A. LIENHOP, l. c.

Fig. 2 stellt diesen Versuch graphisch dar. — Dem Maximum des Effektes entspricht die Ablenkung des durch die Mitte des Diaphragmas gehenden Strahles auf die Mitte der Platte *C*. Eine Reihe von Versuchen wurde so angestellt bei verschiedenen Temperaturen der bestrahlten Platte, aber es zeigte sich keine Verschiebung des Maximums.

Die hier mitgeteilten Versuche, nach denen weder Zahl noch Geschwindigkeit der durch das Licht ausgelösten Elektronen durch Temperaturerhöhung der bestrahlten Platte um etwa 800° beeinflußt wird, könnten in folgender Weise ihre Erklärung finden.

Fig. 2.



Einmal kann man mit Herrn LIENHOP annehmen, daß die Elektronen, um deren Aussendung es sich beim lichtelektrischen Effekt handelt, ganz andere sind, als die, welche bei Temperaturerhöhung der Platte die Lichtemission bewirken. Die durch Licht ausgelösten Elektronen dürften dann eben durch Temperaturänderung in ihrer inneren Energie nicht beeinflußt werden.

Hierbei bedürfen wir aber der Annahme einer neuen Art von Elektronen. Dies erschwert die Vorstellung. Einfacher scheint mir folgende, wohl auch mögliche Erklärung zu sein. Der wirksamen Wellenlänge des Lichtes entspricht eine sehr hohe Frequenz. Die Elektronen in der bestrahlten Platte sind in einem ihrer Temperatur entsprechenden Schwingungszustande, und ein

bestimmter sehr geringer Teil von ihnen resoniert mit der Periode des wirkenden Lichtes. Dieser Teil wird durch dasselbe ausgelöst. Ändern wir nun die Temperatur der Platte, so wird allerdings die Verteilung der Perioden unter den Elektronen geändert werden; bei höherer Temperatur z. B. werden mehr Elektronen mit großer Frequenz schwingen, als bei tieferer Temperatur. Aber die bei den hier vorliegenden Versuchen durch die Temperaturerhöhung von 800° erzielte Vermehrung der Anzahl der mit der Periode des wirkenden Lichtes resonierenden Elektronen ist zu klein, um beobachtet zu werden.

Berlin, Physikal. Institut der Universität, März 1907.

Bestimmung der spezifischen Wärme einiger Elemente, Legierungen und Verbindungen zwischen — 185° und + 20°;

von P. Nordmeyer und A. L. Bernoulli.

In derselben Art und Weise wie C. FORCH und P. NORDMEYER[1]) bestimmten wir die spezifische Wärme dadurch, daß die durch eine gewogene Menge Substanz zur Verdampfung gebrachte Menge flüssiger Luft durch Wägung ermittelt wurde. In der eben angeführten Arbeit wurden als Verdampfungswärme für 1 g flüssiger Luft 50 g-Kalorien angenommen. Da dieser Wert durch die neuesten Messungen von ALT[2]) bestätigt wird, wurde er auch den vorliegenden Messungen zugrunde gelegt. Bezüglich Fehlerquellen und Vorteile der Methode gilt das bei C. FORCH und P. NORDMEYER Gesagte.

Die Temperatur der flüssigen Luft wurde mit einem Pentanthermometer gemessen und betrug während der ganzen Dauer der Versuche — 185°. Die Zimmertemperatur, also auch die Temperatur der eingeführten Körper, war gleichfalls konstant und zwar + 20°; nur die Temperatur der Eisstücke, deren spezifische Wärme bestimmt wurde, betrug natürlich 0°.

Nachstehende Tabelle gibt die Resultate unserer Versuche. Unter p ist das Gewicht der eingebrachten Substanz, unter P das Gewicht der durch jene verdampften Luft und unter c die zugehörige spezifische Wärme angegeben. In der letzten Kolumne sind die Werte anderer Beobachter nebst den mittleren Temperaturen, für welche die spezifischen Wärmen bestimmt wurden, angeführt. Diese Werte sind den Tabellen von LANDOLT und BÖRNSTEIN (3. Aufl. 1905) entnommen. Nur für die neuesten,

[1]) C. FORCH u. P. NORDMEYER, Ann. d. Phys. (4) 20, 423, 1906.

[2]) H. ALT, Ann. d. Phys. (4) 19, 739, 1906.

in dem genannten Werke noch nicht aufgeführten Bestimmungen ist die Literatur angegeben. Eine kritische Zusammenstellung der Literatur über spezifische Wärmen der Elemente ist jüngst von A. WIGAND[1]) gegeben worden. Leider sind Zahlenwerte aus seiner Kurventafel nicht zu entnehmen. Die von uns neu bestimmten Werte nebst den älteren, bei höherer Temperatur bestimmten haben wir in der der Tabelle folgenden Kurventafel zusammengestellt.

Spezifische Wärme zwischen — 185° und + 20°.

Substanz	p	P	c — 185 bis + 20°	Mittelwert von c	
Natrium . .	5,640	5,380	$0{,}232_6$	$0{,}234_5$	SCHÜZ: 0,2830 bei — 31° REGNAULT: 0,2934 bei — 11° BERNINI[2]): 0,2970 bei + 10° $0{,}3070_5$ „ + 38° 0,3191 „ + 67° 0,333 „ + 128°
	5,370	5,194	$0{,}235_7$		
	10,096	9,740	$0{,}235_3$		
Magnesium	4,962	4,568	$0{,}224_5$	$0{,}223_4$	BEHN: 0,189 bei — 133° 0,233 „ — 30° LORENZ: 0,2456 bei ± 0° 0,2519 „ + 50° 0,2509 „ + 75° STÜCKER[3]): 0,2492 bei + 60° 0,2603 „ + 125° 0,2809 „ + 225°
	4,994	4,550	$0{,}222_2$		
Silicium . .	6,995	3,480	$0{,}121_4$	$0{,}123_4$	H. F. WEBER: 0,1360 bei — 40° 0,1833 „ + 57° 0,1964 „ + 130° FORCH u. NORDMEYER[4]): 0,0876 bei — 85°
	9,620	4,695	$0{,}119_0$		
	13,745	7,210	$0{,}127_8$		
	13,826	7,096	$0{,}125_2$		

[1]) A. WIGAND: Ann. d. Phys. (4) 22, 99, 1907.
[2]) BERNINI, Physikal. ZS. 7, 168, 1906.
[3]) STÜCKER, Wien. Ber. 114 [2a], 657, 1905.
[4]) FORCH und NORDMEYER, Ann. d. Phys. (4) 20, 423, 1906.

Substanz	p	P	c −185 bis +20°	Mittelwert von c	
Calcium . .	7,467 7,467 7,189	4,830 4,827 4,319	0,157$_8$ 0,157$_7$ 0,146$_6$	0,157$_4$	BUNSEN: 0,1804 bei + 50°
Titan . . .	1,941	0,656	0,082$_4$	0,082$_4$	NILSON und PETTERSON: 0,1125 bei + 50° 0,1288 „ + 105° 0,1485 „ + 150° 0,1620 „ + 220°
Chrom . . .	12,862 12,862	4,578 4,490	0,086$_8$ 0,085$_2$	0,086$_0$	ADLER: 0,0898 bei − 100° 0,1039 „ ± 0° 0,1121 „ + 100° FORCH u. NORDMEYER[1]): 0,0876 bei − 85°
Eisen . . .	5,858 5,815 5,705	2,273 2,280 2,190	0,094$_6$ 0,095$_6$ 0,094$_1$	0,094$_8$	TROWBRIDGE: 0,0914 bei − 84° 0,1162 „ + 61° BEHN: 0,0853 bei − 84° 0,113 „ + 59° STÜCKER[2]): 0,1139 bei + 60° 0,1207 „ + 125° 0,1368 „ + 225°
Nickel . . .	16,061 16,061 11,950	6,090 5,968 4,530	0,092$_5$ 0,090$_6$ 0,092$_4$	0,091$_8$	BEHN: 0,0857 bei − 84° 0,109 „ + 59° VOIGT: 0,1084 bei + 60° PIONCHON: 0,1128 bei + 100° 0,1403 „ + 300°
Molybdän .	5,361 5,359 5,360	1,415 1,357 1,345	0,064$_4$ 0,061$_8$ 0,061$_2$	0,062$_5$	DELARIVE und MARCET: 0,0659 bei + 10° DEFACQZ und GUICHARD: 0,0723 bei + 53° 0,0740 „ + 227° STÜCKER[2]): 0,0647 bei + 60° 0,0708 „ + 125° 0,0691 „ + 225°

[1]) FORCH und NORDMEYER, Ann. d. Phys. (4) 20, 423, 1906.
[2]) STÜCKER, Wien. Ber. 114 [2a], 657, 1905.

Substanz	p	P	c −185 bis +20°	Mittelwert von c	
Baryum	0,514	0,149	0,070$_7$	0,068$_1$	
	0,512	0,140	0,066$_7$		
	0,510	0,140	0,067$_0$		
Tantal	0,404	0,052	0,031$_4$	0,032$_6$	v. Bolton[1]: 0,0365 bei + 58°
	0,404	0,057	0,034$_4$		
	0,404	0,053	0,032$_0$		
Wolfram	5,035	0,740	0,035$_8$	0,035$_7$	Mache: 0,0336 bei +50° Grodspeed und Smith: 0,0338 bei +60° Defacqz und Guichard: 0,0340 bei + 54° 0,0366 „ +135° 0,0375 „ +219°
	4,888	0,720	0,035$_9$		
	4,786	0,700	0,035$_7$		
	4,752	0,692	0,035$_5$		
Gold	10,81	1,555	0,035$_1$	0,034$_8$	Violle: 0,0316 bei +50° Voigt: 0,0303 bei +60°
	10,81	1,470	0,033$_2$		
	10,81	1,554	0,035$_1$		
	10,81	1,610	0,036$_0$		
Quecksilber	21,837	4,170	0,032$_8$	0,032$_4$	Regnault: 0,03192 bei −59° (fest) Winkelmann: 0,03312 bei +35° 0,03278 „ +79° Naccari: 0,03337 bei ± 0° 0,03284 „ +100° 0,03212 „ +250° Bartoli und Stracciati: 0,0336 bei ± 0° 0,0333$_5$ „ +30° Barnes u. Cooke: 0,0334$_6$ bei ± 0° 0,0328$_2$ „ +85°
	24,317	4,582	0,032$_2$		
	24,059	4,524	0,032$_1$		
Thallium	5,406	0,850	0,038$_3$	0,037$_9$	Schmitz: 0,0300 bei −86° (fast rein) 0,0326 bei +60° Regnault: 0,0335 bei +60° (etwas Oxyd enthaltend)
	5,406	0,860	0,038$_8$		
	5,402	0,810	0,036$_6$		

[1] v. Bolton, ZS. f. Elektrochem. 11, 45, 1905.

Substanz	p	P	c — 185 bis + 20°	Mittelwert von c	
Mangan-Eisen . .	14,958 14,958 14,843	6,194 6,762 6,620	$0{,}101_0$ $0{,}109_9$ $0{,}108_8$	$0{,}106_6$	Zusammensetzung: 48 Proz. Mn 29,5 „ Fe 21,9 „ Si 0,62 „ C
Weißmetall I	1,544 1,774 1,654	0,290 0,344 0,280	$0{,}045_8$ $0{,}047_8$ $0{,}041_3$	$0{,}044_8$	46,7 Proz. Sn 39,9 „ Pb
Weißmetall II	2,917 2,549 4,344	0,645 0,600 0,880	$0{,}053_9$ $0{,}057_4$ $0{,}049_4$	$0{,}053_6$	77,4 Proz. Sn 8,1 „ Pb
Eis . . . . zwischen ± 0° u. — 185°	4,010 1,324	5,090 1,700	$0{,}343_0$ $0{,}347_0$	$0{,}345_0$	Regnault: 0,4627 bei — 39° Person: 0,505 bei — 15° 0,5017 „ — 10°
Benzol . . .	6,200 6,430 6,025	8,300 8,412 7,970	$0{,}178_8$ $0{,}173_0$ $0{,}176_5$	$0{,}176_1$	Pickering: 0,3130 bei — 30° (fest) 0,4600 bei ± 0° (fest) 0,4066 bei + 10° (flüssig) 0,4502 bei + 50° (flüssig) De Heen und Deruyts: 0,3402 bei + 10° 0,4233 „ + 40° 0,4823 „ + 65° Schlamp: 0,481 bei + 95° Forch: 0,413 bei + 18°
Kaliumpermanganat $KMnO_4$.	8,981 6,897 14,074	5,193 4,000 8,124	$0{,}141_0$ $0{,}141_5$ $0{,}140_8$	$0{,}141_1$	
Kaliumbichromat $K_2Cr_2O_7$.	19,836 11,365 11,749	11,278 6,465 6,669	$0{,}138_6$ $0{,}138_7$ $0{,}138_4$	$0{,}138_6$	Kopp: 0,186 bei + 36° Regnault: $0{,}189_4$ bei + 57°

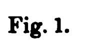


Fig. 1.

○ = Werte der spezifischen Wärme
zwischen −185° und +20°
von P. Nordmeyer und A. L. Bernoulli.
Eis
Benzol
Natrium
Na
Magnesium
Mg
Calcium
$K_2Cr_2O_7$
Titan
Eisen
Nickel
Molybdän
Wolfram
Tantal
Spezif. Wärme
Temperatur
−200° Cel.
−150°
−100°
−50°
0°
+50°
+100°
+150°
+200°
+250°

Den einzelnen Bestimmungen mögen noch die nachstehenden näheren Angaben über die Substanzen, deren spezifische Wärmen gemessen worden sind, folgen. Soweit nichts anderes angegeben ist, wurden nur völlig reine Präparate zu Bestimmungen benutzt.

Das Natrium wurde in frisch geschnittenen Würfeln mit blanker und trockener Oberfläche unter reinen Petroleumäther gebracht und unter diesem abgewogen. Mit Petroleumäther benetztes blankes Natrium trocknet an der Luft so schnell, daß auf diese Art Natrium mit völlig blanker Oberfläche auf 1 mg genau abgewogen und ganz trocken in die flüssige Luft eingebracht werden kann.

Reines Magnesium, in Stangenform gegossen, war aus der Aluminium-Magnesiumfabrik Hemelingen bei Bremen bezogen. Das von BEHN verwandte Magnesium enthielt etwas Eisen; wohl deshalb ist sein Wert niedriger, als der von uns gefundene. Mit den neuesten Bestimmungen von STÜCKER stimmt unser Wert gut überein; gemeinsam ergeben sie als Kurve sehr nahe eine Gerade. Eine zweite Kurve, welche auch die früheren Werte enthält, ist gestrichelt gezeichnet.

Reines metallisches Calcium verdanken wir den Calciumwerken Bitterfeld, G. m. b. H. Da das von BUNSEN zu seinen Messungen benutzte Calcium kaum reines Metall gewesen sein dürfte, so sind Bestimmungen mit demselben Material auch bei höherer Temperatur in Aussicht genommen. Das von E. MERCK in Darmstadt bezogene Baryum war aus dem Amalgam gewonnen.

Unser metallisches Silicium bestand aus großen kristallinischen Stücken. FORCH und NORDMEYER hatten wohlausgebildete Kristalle von reinem Silicium zu ihren Messungen verwandt. Daraus erklärt sich der Unterschied der Werte. Das Titan war als kristallinisches Pulver von E. MERCK bezogen. Die von ADLER angegebenen Werte für Chrom sind extrapoliert. Unsere Werte stimmen mit den von C. FORCH und P. NORDMEYER früher gemessenen gut überein. Das Eisen war völlig kohlenstofffrei und durch Elektrolyse von Ammoniumferrosulfat hergestellt, während das von BEHN benutzte $^1/_2$ Proz. Kohlenstoff enthielt. Die Übereinstimmung unserer Werte mit denjenigen von TROWBRIDGE

ist eine gute. Die Kurve, welche auch die Bestimmungen von STÜCKER mit einschließt, verläuft sehr nahe linear. Unser Nickel war reines Würfelnickel, während BEHN seine Bestimmungen an gewalztem Material durchgeführt hat. Reines Tantal in Bandform verdanken wir der Firma SIEMENS u. HALSKE durch gütige Vermittlung der Herren Dr. v. BOLTON und Dr. v. PIRANI. Es ist dieselbe Probe, mit welcher F. WILLY HINRICHSEN und N. SAHLBOM [1]) die Neubestimmung des Atomgewichtes des Tantals zu Ta = 181,0 durchgeführt haben, welcher Wert von der internationalen Atomgewichtskommission für 1907 angenommen worden ist [2]).

Das Gold war Feingold in Blechform, das uns von Herrn Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. BORCHERS zur Verfügung gestellt worden war, wofür wir auch an dieser Stelle unseren ergebensten Dank aussprechen. Da das von uns benutzte Gold völlig rein war und unser Wert der spezifischen Wärme erheblich von denjenigen früherer Beobachter abweicht, sind Bestimmungen bei höherer Temperatur in Aussicht genommen.

Das Quecksilber wurde flüssig bei der Temperatur + 20° in die DEWARsche Flasche eingegossen. Die Schmelzwärme des Quecksilbers wurde mit 2,82 g-Kalorien für je 1 g Metall in Abzug gebracht.

Bei der Bestimmung der spezifischen Wärme von Eis wurde so verfahren, daß eine Anzahl gut abgetrockneter Eisstückchen in die flüssige Luft eingeworfen und nachträglich als Wasser gewogen wurden.

Das Benzol wurde in flüssigem Zustande eingebracht, wobei die Schmelzwärme des Benzols mit 30 g-Kalorien in Abzug gebracht wurde. Die Kurve zeigt, daß der von uns gefundene Wert sehr gut mit den früheren für höhere Temperaturen bestimmten Werten — die in sich ziemlich stark differieren — in Einklang zu bringen ist. Wir glauben aus dem vorliegenden Beobachtungsmaterial schließen zu dürfen, daß die Methode von FORCH und NORDMEYER sich verwenden läßt, um die spezifischen Wärmen von Flüssigkeiten, deren Schmelzwärmen bekannt sind,

---

[1]) Ber. d. deutsch. chem. Ges. 39, 2600, 1906.
[2]) Ber. d. deutsch. chem. Ges. 40, 1, 1907.

bei tieferen Temperaturen zu bestimmen. Weitere Versuche, welche namentlich homologe Reihen organischer Verbindungen berücksichtigen sollen, sind in Aussicht genommen.

Herrn Geh. Reg.-Rat Prof. Dr. WÜLLNER sprechen wir dafür, daß er uns die Mittel des Instituts in liebenswürdigster Weise zur Verfügung stellte, unseren ergebensten Dank aus.

Aachen, Physikalisches Institut d. Kgl. Techn. Hochschule.

Vergleich verschiedener Blitzableiter[1]; *von F. Neesen.*

(Vorgetragen in der Sitzung vom 8. Februar 1907.)
(Vgl. oben S. 67.)

Nach dem in diesen Verhandlungen 7, 125 bis 127, 1905 angegebenen Verfahren wurden acht Starkstromableiter verschiedener Form und ein Telegraphenplattenableiter miteinander in bezug auf ihre Schutzwirkung verglichen und zwar im Nebenschluß zu der zu schützenden Linie. Bei einem solchen Vergleich ist besonders darauf zu achten, daß die Verbindungsstücke von der Leitung zum Ableiter und vom Ableiter zur Erde die gleichen bleiben, weil schon eine geringe Abweichung die Wirksamkeit erheblich beeinflußt. Aus demselben Grunde ist darauf zu achten, daß der Isolationszustand der die Ableiterteile tragenden Isolatoren möglichst gut ist. Staub oder Wasserschichten erhöhen die Wirksamkeit.

Die Länge der Funkenstrecke im Ableiter hat auf die Wirksamkeit erst dann einen erheblichen Einfluß, wenn sich die Entladungsspannung der Grenze nähert, bei welcher der Ableiter aufhört zu wirken.

Da aber immerhin eine geringe Vergrößerung der Schutzwirkung eintritt, wenn die Funkenstrecke verkürzt wird, so wurde der Vergleich der Ableiter untereinander bei verschiedenen Funkenlängen im letzteren durchgeführt.

Die zur Entladung kommende Elektrizitätsmenge wurde durch Aufladung von fünf großen Leidener Flaschen mittels einer vielplattigen Töplerschen Maschine erhalten. Die Funkenlänge, über welche diese Entladung erfolgte, konnte bis 2,5 cm ausgedehnt werden.

Zwischen den verschiedenen Ableitern zeigen sich Unterschiede in der Wirksamkeit, deren Grund in der Form, der Größe und in der Längenstreckung bis zur Funkenstelle liegen kann.

---

[1]) Die ausführlichere Arbeit wird in der Elektrot. ZS. erscheinen.

Die beiden ersten Umstände sind, wie die Versuche ergaben, nicht maßgebend. Der Einfluß der Kapazität ist sehr gering und zwar so, daß die Wirksamkeit mit Steigen der Kapazität abnimmt, jedenfalls wegen der durch diese Steigerung bedingten Verzögerung der Entladung über den Ableiterzweig.

Die Verschiedenheit der Länge des Ableiterteiles zwischen Anschlußstelle und Funkenort gibt eine zureichende Deutung für die gefundenen Unterschiede. Je größer diese Strecke, je größer also die Selbstinduktion des Leiters, desto geringer die Wirksamkeit. Hierunter reiht sich auch die früher gefundene Tatsache ein, daß die Reihenschaltung der Ableiter viel wirksamer als die Nebenschaltung ist.

Eine erhebliche Steigerung der Wirksamkeit kann dadurch erzielt werden, daß an der Linie zwei Ableiter parallel zueinander angeschlossen werden, auch schon dadurch, daß in dem Ableiterzweig statt eines Drahtes zwei nebeneinander geschaltete Drähte eingefügt werden. Eine Vermehrung der Verzweigungen über zwei hinaus hat keine Wirkung mehr. Hieraus folgt, daß die Verminderung des Ohmschen Widerstandes jedenfalls nicht die Ursache dieser Schutzvermehrung sein kann. Auch der induktive Widerstand erscheint zur Erklärung nicht ausreichend. Es würde dann nur noch Entstehung von Schwingungen übrig bleiben. Indessen ist es mir nicht gelungen, dieselben nachzuweisen. Da die Wellenlänge bei den vorliegenden Versuchsbedingungen sehr klein ist, wird ein solcher Nachweis auch besondere Schwierigkeiten haben.

Berlin W., 20. April 1907.

Schaltvorrichtung für Vakuumapparate zur Demonstration elektrischer Entladungserscheinungen;

von W. Biegon von Czudnochowski.

---

§ 1. Um bequem schnell hintereinander oder in raschem Wechsel verschiedene Vakuumapparate benutzen bzw. zeigen zu können, bedient man sich gewöhnlich einer Schaltvorrichtung[1]), welche aus einer Anzahl in gerader Linie auf einem Brett nebeneinander in bestimmten Abständen befestigter und mit Klemmschrauben versehener Metallstücke besteht, deren Zwischenräume durch mit isolierenden Stielen versehene Metallscheiben überbrückt werden; parallel zu jeder Lücke wird dann ein Vakuumapparat angeschlossen, und die Größe der Lücken wie die der zu ihrer Überbrückung dienenden Scheiben hat sich nach der Schlagweite des zu verwendenden Induktoriums zu richten. Die Nachteile dieser Schaltvorrichtung bestehen einmal in ihrer unvermeidlich großen Länge, sodann in der unbequemen Handhabung, schließlich in durch die ganze Anordnung bedingten Störungen in Gestalt nicht beabsichtigten schwachen Leuchtens auch gerade nicht gewünschter Vakuumröhren; auch ist man bei Verwendung kräftiger Induktorien nicht ganz sicher vor unvermuteten Schlägen.

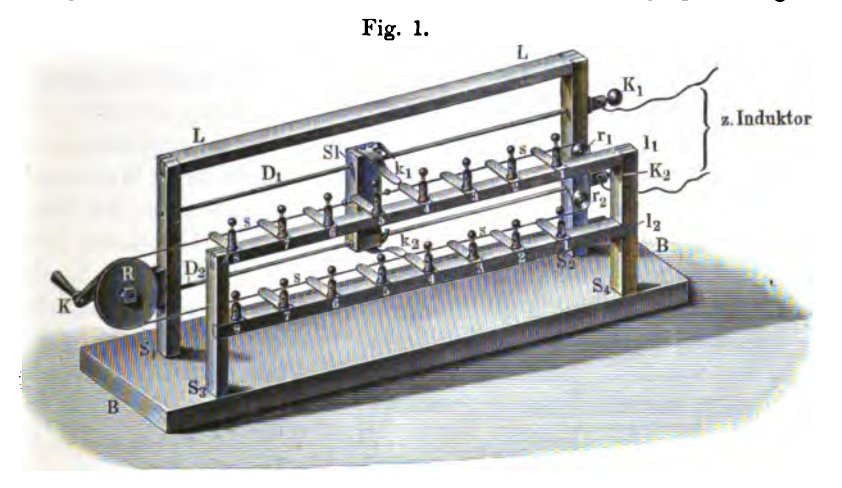
§ 2. Zwecks Vermeidung der erwähnten Übelstände habe ich nun eine Schaltvorrichtung von folgender Einrichtung konstruiert, welche in nebenstehender Figur dargestellt ist. Auf einem Grundbrette BB sind zwei galgenförmige Bügel aus gefirnißtem oder paraffiniertem, festem Holze aufgerichtet, der eine aus den Säulen $S_1\,S_2$ und der Leiste L bestehend etwas höher als der andere aus $S_3\,S_4$ und den beiden Leisten l_1 und l_2 gebildete. In S_1 und S_2 sind wagerecht, ev. durch Hartgummibuchsen noch besonders isoliert, zwei starke Messingdrähte D_1 und D_2 befestigt, deren senkrechter Abstand etwas größer sein muß, als die unter günstigsten Umständen erreichbare Maximal-

---

[1]) Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 7, 17, Fig. 3, 1905.

schlagweite des stärksten für die Verwendung des Apparates in Frage kommenden Induktoriums; die beiden Leisten l_1 und l_2 sind in solcher Höhe anzubringen, daß ihre oberen Flächen in gleicher Höhe mit D_1 bzw. D_2 liegen. Auf l_1 und l_2 sind sodann in gleichen gegenseitigen Abständen nebeneinander je n nach den Drähten zu vorspringende und an diesen freien Enden abgerundete Metallzungen, deren jede mit einer Klemmschraube versehen ist, so anzubringen, daß je zwei derselben von gleicher Ordnungszahl genau übereinander stehen. Auf den Drähten $D_1 D_2$ vermag

Fig. 1.



nun, ev. von diesen auch noch durch Hartgummibuchsen oder Glasröhren isoliert, ein Schlitten *Sl* aus gefirnißtem oder paraffiniertem Hartholze zu gleiten, welcher mit zwei Kontaktstücken k_1 und k_2 versehen ist, deren jedes mit einem Arme auf einem der Drähte schleift, einen anderen am Ende abgerundeten Arm aber der zugehörigen Zungenreihe auf l_1 bzw. l_2 soweit entgegenstreckt, daß dessen Ende beim Verschieben des Schlittens *Sl* über die Zungenenden fortstreicht. An S_1 ist sodann eine große mit Kurbel K versehene Holzscheibe R, an S_2 zwei kleine (Metall-) Rollen r_1 und r_2 befestigt und über alle drei ist eine Darmsaite s gespannt, deren Enden mitten zwischen D_1 und D_2 an *Sl* befestigt sind, so daß dieser durch Drehen der Kurbel K rasch und bequem hin und her verschoben werden kann. Die beiden Enden von D_1 und D_2 in S_2 sind mit Klemmschrauben K_1 und

K_2 ausgestattet. Verbindet man die letzteren mit der Sekundärspule eines Induktoriums, so bilden D_1 und D_2 dessen eigentliche Sekundärpole und je eine der beiden ihnen parallelen Zungenreihen deren Fortsetzung; die zu verwendenden Vakuumapparate sind daher alle mit dem einen, z. B. dem positiven Pol an die obere, mit dem anderen Pol an die untere Zungenreihe anzuschließen.

§ 3. Die Vorteile dieser Vorrichtung gegenüber der eingangs erwähnten sind: 1. alle Schaltungen erfolgen nur mit einem einzigen Handgriff; 2. es ist stets nur einzig und allein der jeweils zu benutzende Apparat mit dem Induktorium verbunden, alle anderen sind völlig abgetrennt und Störungen durch Kapazitätswirkungen u. dgl. ausgeschlossen; 3. die Vorrichtung erlaubt — was unter Umständen von Wert sein kann — jedem angeschlossenen Apparat symmetrische Funkenstrecken in einfachster Weise durch passende Einstellung des Schlittens vorzuschalten; 4. die Betätigung erfolgt, ohne daß man den Hochspannung führenden Teilen nahe zu kommen braucht, man kann den Bügel $S_1 L S_2$ nach hinten durch gefirnißten Preßspan, Hartgummi- oder Glasplatten abdecken und so eine zufällige Berührung von D_1 bzw. D_2 ganz ausschließen; 5. selbst bei großer Zahl anzuschließender Apparate ist die Längenausdehnung relativ klein, da nur gleichnamige Klemmen nebeneinander stehen, deren Abstand allein davon abhängt, wie groß man die ev. vorzuschaltenden Funkenstrecken machen will, und bei Induktoren größerer Schlagweite nur die Höhe des Apparates wegen des größeren Abstandes D_1—D_2 größer sein muß; 6. der jeweils angeschaltete Apparat bleibt angeschaltet, ohne daß man dauernd der Hand dazu bedarf; 7. das Umschalten erfolgt leicht, rasch und bequem in beliebiger Reihenfolge; 8. der Apparat ist leicht herstellbar, da man nur die Zungen (aus Messingblech) besonders fertigen muß, alle anderen Teile käuflich sind.

Wilmersdorf bei Berlin, den 7. April 1907.

Jahrg. 5 Heft 9

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — **Richard Assmann**

für reine Physik — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. | 15. Mai 1907. | Nr. 9.

Sitzung vom 3. Mai 1907.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Der Rechnungsführer Hr. **P. Micke** erstattet über Einnahme und Ausgabe der Gesellschaft im Jahre 1906 Bericht und legt die weiter unten abgedruckte Vermögens-Bilanz, sowie die Übersicht des Gewinn- und Verlust-Kontos der Gesellschaft vor.

Ein Antrag der Revisoren, der Herren M. Frh. v. SEHERR-THOSS und O. KRIGAR-MENZEL, die Entlastung zu erteilen, wird angenommen.

Der vom Rechnungsführer vorgelegte Voranschlag für Einnahmen und Ausgaben im neuen Geschäftsjahr wird einstimmig angenommen.

Aus den jetzt folgenden Wahlen geht der Vorstand und Beirat in folgender Zusammensetzung hervor:

Hr. M. PLANCK, Vorsitzender.
Hr. E. WARBURG,
Hr. E. HAGEN,
Hr. H. RUBENS,
Hr. W. NERNST,
Hr. H. DU BOIS,
} Beisitzer.

Hr. P. MICKE, Rechnungsführer.
Hr. E. JAHNKE, stellvertretender Rechnungsführer.
Hr. F. KURLBAUM, Schriftführer.
Hr. O. v. BAEYER, stellvertretender Schriftführer.
Hr. M. Frh. v. SEHERR-THOSS, } Revisoren.
Hr. O. KRIGAR-MENZEL, }
Hr. E. LADENBURG, Bibliothekar.
Hr. F. KIEBITZ, stellvertretender Bibliothekar.
Hr. R. ASSMANN, } Redakteure der „Fortschritte der
Hr. K. SCHEEL, } Physik",
letzterer zugleich Redakteur der „Verhandlungen" der Gesellschaft.

In den Wissenschaftlichen Ausschuß werden gewählt:

Hr. F. BRAUN,	Hr. C. PULFRICH,
Hr. W. HALLWACHS,	Hr. K. SCHEEL,
Hr. E. LECHER,	Hr. M. TOEPLER,
Hr. A. v. OETTINGEN,	Hr. W. WIEN,
Hr. E. PRINGSHEIM,	Hr. O. WIENER.

Zum Vorsitzenden des Wissenschaftlichen Ausschusses wird nach § 17 (drittletzter Absatz) der Satzungen vom Beirat in Gemeinschaft mit dem Vorstande Hr. W. VOIGT gewählt.

Die Sitzungstage der Gesellschaft werden für das Vorstandsjahr 1907/08 wie folgt festgesetzt:

Im Jahre 1907:

Mai: Freitag, den 3., 17. und 31.
Juni: „ „ 21. und 28.

Oktober: Freitag, den 18.
November: „ „ 1., 15. und 29.
Dezember: „ „ 13.

Im Jahre 1908:

Januar: Freitag, den 10. und 24.
Februar: „ „ 7. und 21.
März: „ „ 6. und 20.
Mai: „ „ 1., 15. und 29.

Sodann legt Hr. **E. Meyer** eine Mitteilung von Hrn. **H. Starke:** Demonstrationen von Phasendifferenzen im Winkelmaß vor und zeigt die Erscheinung. Die Mitteilung ist bereits in diesen Verhandlungen, Heft 7, S. 160 bis 164, abgedruckt.

Ferner berichtet Hr. **R. Pohl** über:

Die Ionenbeweglichkeit in Helium,

nach gemeinsam mit Hrn. **J. Franck** angestellten Versuchen.

Weiter spricht Hr. **Br. Glatzel** über:

Messungen in Schwingungskreisen.

(Vgl. diese Verhandlungen, Heft 7, S. 110 und 150 bis 159.)

Ferner berichtet Hr. **E. Gehrcke** über:

Anodenstrahlen (dritte Mitteilung),

nach gemeinsamen Versuchen mit Hrn. **O. Reichenheim.**

Endlich legt Hr. KARL SCHEEL zwei während der Ferien eingegangene und bereits abgedruckte Mitteilungen vor:

P. Nordmeyer und **A. L. Bernoulli:** Bestimmung der spezifischen Wärme einiger Elemente, Legierungen und Verbindungen zwischen -185° und $+20^{\circ}$. (Vgl. diese Verhandlungen, Heft 8, S. 175 bis 183.)

W. Biegon von Czudnochowski: Schaltvorrichtung für Vakuumapparate zur Demonstration elektrischer Entladungserscheinungen. (Vgl. diese Verhandlungen, Heft 8, S. 186 bis 188.)

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. B. WALTER, Hamburg, Physikal. Staatslaboratorium. (Vorgeschlagen durch Hrn. R. POHL.)

Vermögens-Bilanz
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft
am 31. Dezember 1906.

Aktiva.	Mark	Pf.	*Passiva.*	Mark	Pf.
Bibliothek-Konto	12 920	—	Kapital-Konto	118 040	95
Effekten-Konto[1])	106 768	25	Friedr. Vieweg u. Sohn	1 023	46
Deutsche Bank	2 411	98	Kautions-Kreditoren-Konto (Forderung des Kgl. Hauptsteueramts für Erbschaftssteuer aus dem Riessschen Legate)	3 924	—
Kautions-Effekten-Konto (4500 M. 3 proz. Deutsche Reichsanleihe sind als Sicherstellung der Erbschaftssteuer aus dem Riessschen Legate bei dem Kgl. Hauptsteueramt hinterlegt. Kurs 87,20)	3 924	—	Stiftungsfest-Konto	60	—
Inventar-Konto	166	50	Gewinn- und Verlust-Konto	5 406	65
Konto durchlaufender Rechnungen	50	—			
Jahresbericht-Konto, Bd. 61	951	46			
„ „ „ 62	482	75			
„ „ „ 63	450	—			
Kassa-Konto	330	12			
	128 455	06		128 455	06

[1]) Hierin sind 86764,— M. enthalten, welche aus der Riessschen Erbschaft stammen. Die Zinsen hieraus stehen bis zu deren Tode noch Dritten zu.

Berlin, den 11. April 1907. (gez.) **P. Micke**, Rechnungsführer.

Geprüft und richtig befunden:

M. Frh. v. Seherr-Thoss. **O. Krigar-Menzel.**

Gewinn- und Verlust-Konto
am 31. Dezember 1906.

Debet. — *Kredit.*

Debet	Mark	Pf.	Kredit	Mark	Pf.
Bureaubeamte	525	—	Vortrag aus 1905	4 624	97
Bote, Diener, Heizer, Portier	829	20	Beiträge Berliner Mitglieder pro 1906. I.	1 880	—
Bücher und Zeitschriften	438	25	„ „ „ „ 1906. II.	1 890	—
Buchbinder	270	20	„ auswärtiger Mitglieder 1906	975	—
Bibliothek, Abschreibung a. Inventar	18	50	Zinsen der Wertpapiere	684	—
Verhandlungen	564	—	„ des Bankguthabens	80	15
Fortschritte der Physik, Bd. 60, Verlag	129	11			
„ „ „ Bd. 60, Redaktion	481	35			
Laufende Ausgaben der Redakteure	230	48			
Versicherung	15	30			
Bureaubedürfnisse	120	01			
Porti	696	52			
Museumsbeitrag	30	—			
Rücklage zum Stiftungsfest	30	—			
Beteiligung a. d. Naturforscherversamml.	300	—			
Extraordinaria	49	55			
Gewinn-Vortrag aus 1905 . . . . 4 624,97					
Gewinn in 1906 781,68	5 406	65			
	10 134	12		10 134	12

Vorstehender Abschluß ist von der Gesellschaft genehmigt.

Berlin, den 3. Mai 1907.

(gez.) M. Planck.

Die Ionenbeweglichkeit in Helium;
von J. Franck und R. Pohl.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. Mai 1907.)
(Vgl. oben S. 191.)

Vor kurzem haben wir eine Methode zur Bestimmung der Ionenbeweglichkeiten in kleinen Gasmengen beschrieben [1]). Mit ihrer Hilfe haben wir jetzt die Beweglichkeit der von α-Strahlen in Helium erzeugten Ionen gemessen. Wir geben im folgenden in aller Kürze die Ergebnisse unserer Versuche, die wohl die ersten Messungen der Beweglichkeit in einem einatomigen Gase sein dürften, und behalten die ausführliche Darstellung einer Veröffentlichung an anderer Stelle vor.

Das zu untersuchende Helium, etwa 30 ccm von Atmosphärendruck, wurde in bekannter Weise aus Cleveït hergestellt und nach Dewar [2]) mit Kokosnußkohle in flüssiger Luft, sowie KNa-Legierung nach Mey [3]) von fremden Beimengungen befreit.

Der elektrische Teil der Versuchsanordnung war mit geringen Abweichungen auf S. 69 ff., Fig. 2 und 3 dargestellt. Nur war die Höhe der Hilfskammer KD (Fig. 3) um 2 mm vergrößert, der Durchmesser der Platte K hingegen um 3 mm verringert. Ferner war das Braunsche Elektrometer B durch ein Quadranteninstrument Warburgscher Konstruktion ersetzt.

Das Gefälle in der Hilfskammer FD (Fig. 2), bedingt durch die konstante Potentialdifferenz zwischen dem Netze D und der mit ihr synchron schwingenden Platte F, wurde innerhalb der Grenzen von $^1/_{10}$ bis 1 Volt/cm gehalten. Seine Größe ist für die Methode wesentlich, hat es doch den Zweck, die Ionen durch die Maschen von D mit einer so geringen Geschwindigkeit in das

---

[1]) Diese Verhandlungen, S. 69 ff.
[2]) Dewar, Ann. chim. et phys. (8) 3, 5, 1904.
[3]) K. Mey, Ann. Phys. (4) 11, 127, 1903.

Wechselfeld hineinzuschaffen, daß sich unmittelbar vor D eine ionenhaltige Schicht ausbildet, um die von der RUTHERFORD-schen Wechselstrommethode erforderte Oberflächenionisation zu ersetzen.

Bei seiner Bestimmung sind zwei Punkte zu beachten: Erstens darf es nicht so hoch sein, daß die Platte K (Fig. 2) bei Annäherung an D auf den Bruchteil eines Millimeters eine Aufladung zeigt, wenn zwischen F und D (Fig. 2) keine Potentialdifferenz herrscht, d. h. das Gefälle in der Hilfskammer darf die Ionen nicht derart beschleunigen, daß sie den Bereich der Maschen des Netzes D verlassen können. — Zweitens muß das Gefälle in der Hilfskammer so groß sein, daß K sofort eine kräftige Aufladung zeigt, wenn zwischen K und D ein Gefälle von nur einigen Zehnteln Volt auf den Zentimeter erzeugt wird, d. h. das Feld in der eigentlichen Meßkammer DK darf keinen merklichen Anteil an dem Herausholen der Ionen aus den Drahtmaschen haben, denn sonst würde die Spannung im Wechselstromfeld größer erscheinen, als für die Überführung der Ionen von D nach K (Fig. 2) erforderlich ist.

Tabelle I. Positive He-Ionen.

Gradient in der Hilfskammer Volt/cm	Periodenzahl der Maschine n	Effektive Spannung V Volt	Beweglichkeit U cm/sec	
0,2—0,4	56	326	5,04	
	56	321	5,04	$p = 76{,}2$ cm Hg
	56	318	5,08	
	55,5	313	5,16	$T = 16{,}2°$
	55,5	310	5,21	
	55,5	319	5,06	
	55,5	319	5,06	
		Mittel: $U_+ = 5{,}09$		

Die folgenden Messungen (Tab. II) zeigen übrigens, daß das Gefälle in der Hilfskammer in ziemlich beträchtlichen Grenzen verändert werden kann, ohne die Spannung, bei der die Auf-

ladung der Platte K einsetzt, und somit das Ergebnis merklich zu beeinflussen. Erst wenn der Gradient auf mehr als 1 Volt/cm erhöht wurde, drangen die Ionen so weit durch das Netz D hindurch, daß ihr Weg im Wechselfelde kleiner als der Abstand DK wurde und die Beweglichkeit um 3 bis 4 Proz. zu groß erschien.

Tabelle II.

Gradient in der Hilfskammer Volt/cm	Periodenzahl der Maschine n	Effektive Spannung V Volt	Beweglichkeit U cm/sec	
		Positive He-Ionen.		
0,5	49,5	285	5,01	
1,0	49,5	276	5,17	
0,5	49,5	282	5,07	24 Stunden später
1,0	48,1	278	5,00	
0,5	48,1	281	4,94	
0,5	48,1	281	4,94	
1,0	47,8	261	5,28	
1,0	48,4	265	5,27	
0,5	48,4	276	5,05	
0,5	48,8	281	5,02	
0,5	48,8	280	5,04	
0,5	49,5	284	5,03	
		Mittel: U_+ =	5,07	
		Negative He-Ionen.		
0,5	49,5	224	6,37	
0,2	49,5	225	6,34	
0,1	50,0	228	6,32	
0,05	49,5	225,5	6,33	
0,5	49,5	226,5	6,30	
0,5	49,5	227	6,29	24 Stunden später
0,5	49	222	6,36	
0,5	49	222	6,36	
0,3	49	221	6,39	
0,2	49	222	6,36	
		Mittel: U_- =	6,34	

Das Gas wurde zunächst so weit gereinigt, daß bei 25 mm Druck außer den He-Linien nur die H_2-Linien 656 und 486 $\mu\mu$ in schwacher Andeutung sichtbar waren. Es wurden dann die in Tabelle I verzeichneten Zahlen gemessen und nach der Gleichung von Seite 70 berechnet.

Darauf wurde das Helium abermals mehrere Stunden durch die Reinigungsmittel geleitet, bis keine Spur der H_2-Linien im Spektralrohre mehr wahrzunehmen war, und wiederum gemessen.

Diese Beweglichkeiten sind auffallend hoch und bleiben nicht weit hinter Wasserstoff zurück, bei dem für positive Ionen Werte bis zu 6,7 cm/sec und für negative bis 8 cm/sec gemessen sind. Wir vermuteten daher, daß noch Wasserstoff im Helium enthalten sei, wenngleich er sich spektroskopisch nicht mehr nachweisen ließ. Zur Beseitigung dieser möglichenfalls vorhandenen Beimengung leiteten wir das Gas mehrfach durch frisch geglühtes Platinmohr in einem Bade flüssiger Luft. Eine Volumkontraktion

Tabelle III.

Gradient in der Hilfskammer Volt/cm	Periodenzahl der Maschine n	Effektive Spannung V Volt	Beweglichkeit U cm/sec
		Positive Ionen.	
1	47,8	266	5,18
1		267	5,16
0,5		271	5,08
0,5		271	5,08
0,5		268	5,14
		Mittel: U_+ =	5,15
		Negative He-Ionen.	
0,5	48,1	222	6,25
0,3		221	6,29
0,3		222	6,25
0,3		223	6,24
0,5		222	6,25
		Mittel: U_- =	6,26

war nicht wahrzunehmen. Auch zeigten die Beweglichkeiten hinterher, wenngleich die Beobachtung durch unregelmäßigen Gang der Wechselstrommaschine etwas erschwert war, die früheren Werte, wie aus Tabelle III zu ersehen.

Als Mittelwert der sämtlichen Beobachtungen ergibt sich für die Beweglichkeit von α-Strahlen im Helium erzeugten Ionen:

$$U_{+} = \mathbf{5{,}09\ cm/sec}; \quad U_{-} = \mathbf{6{,}31\ cm/sec}.$$

Zum Vergleich sind diese Zahlen mit den bisher bekannten Werten anderer Gase zusammengestellt, welche bei Ionisierung durch Röntgenstrahlen und durch α-Strahlen gemessen sind.

Trockenes Gas	Röntgenstrahlen (ZELENY [1])		α-Strahlen (FRANCK und POHL)	
	$U+$	$U-$	$U+$	$U-$
	cm/sec	cm/sec	cm/sec	cm/sec
Wasserstoff	6,70	7,95	6,02	7,68
Helium	—	—	5,09	6,31
Sauerstoff	1,36	1,80	—	—
Luft	1,36	1,87	1,36	1,79
Kohlensäure	0,76	0,81	—	—

Demnach wird die Beweglichkeit des Heliums, soweit bekannt nur von der des Wasserstoffs übertroffen. Wahrscheinlich wird es auch diesen zweiten Platz in der Reihenfolge der Gase behalten, da nach einem von Herrn LENARD [2]) ausgesprochenen Satze die Beweglichkeit der Gasionen der Wurzel aus dem Molekulargewicht umgekehrt proportional sein muß und Helium von allen Gasen die zweit geringste Dichte besitzt. Dieser Satz von Herrn LENARD gibt allerdings die bisherigen Beobachtungen nur mit gewisser Annäherung wieder, dürfte aber durch die für Helium gefundenen Werte eine weitere Bestätigung erfahren, wie folgende Zusammenstellung zeigen soll:

---

[1]) ZELENY, Phil. Trans. (A) 195, 193, 1900.
[2]) PH. LENARD, Ann. Phys. (4) 3, 314, 1900.

Es berechnet sich aus		nach ZELENY a		nach ZELENY b	nach ZELENY a/b	nach FRANCK und POHL a		nach FRANCK und POHL b	nach FRANCK und POHL a/b
		cm/sec			Proz.	cm/sec			Proz.
Luft für H_2	$U+$	5,18	statt	6,70	77	5,22	statt	6,02	87
	$U-$	7,12	„	7,95	89	6,80	„	7,68	89
Luft für He	$U+$	3,68	„	5,09	73	3,70	„	5,09	73
	$U-$	5,04	„	6,31	80	4,82	„	6,31	76
H_2 für He	$U+$	4,74	„	5,09	93	4,25	„	5,09	84
	$U-$	5,64	„	6,31	89	5,43	„	6,31	86

Berlin, Physikal. Institut der Universität, März 1907.

Anodenstrahlen;

von E. Gehrcke und O. Reichenheim.

(Dritte Mitteilung.)

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 3. Mai 1907.)

(Vgl. oben S. 191.)

---

§ 15 [1]). In § 10 wurden scharfe, gut sichtbare und zur Demonstration geeignete Anodenstrahlen beschrieben, und es war angegeben worden, wie man zweckmäßig wirksame Anoden herstellt. Wir bemerken hierzu noch, daß man beim Schmelzen der Gemische aus Lithiumsalzen mit Kohlepulver (in einem Porzellantiegelchen) so weit erhitzen muß, daß Joddampf aus dem Tiegel aufsteigt, daß man aber andererseits auch nicht zu hoch erhitzen darf, da dann das ganze Salz zersetzt wird oder verdampft. Am besten stellt man aus der erhaltenen grünlichschwarzen, blasigen Flüssigkeit gleich mehrere Anoden (auf die in § 10 angegebene Weise) her.

Für Demonstrationszwecke empfiehlt es sich, eine Röhre mit mehreren Anoden anzuwenden, die man einzeln nacheinander benutzen kann. Wir bedienen uns vielfach einer Anodenform, welche aus fünf Anoden von der in § 10 beschriebenen Form besteht, die zu einem Bündel zusammengelegt sind.

Man kann dann nach Belieben jede einzelne mit dem positiven Pol der Elektrizitätsquelle verbinden und so zur Anode machen. — Setzt man noch in 1,5 bis 2 cm Abstand vor die Anoden ein Aluminium- oder Glimmerdiaphragma, das mit parallelen Schlitzen versehen ist, so blendet man mehrere rote (im Falle von Lithium) Anodenstrahlen aus dem ursprünglich spitzkegelförmigen Anodenstrahl aus und erhält auf diese Weise scharfe, für die Untersuchung sehr geeignete Strahlen.

---

[1]) Die Nummern der Paragraphen schließen sich an unsere früheren Mitteilungen über Anodenstrahlen an; vgl. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 8, 559 bis 566, 1906; 9, 76 bis 83, 1907.

§ 16. Wie bereits früher (vgl. § 10) angegeben wurde, erhält man von einer geeigneten Anode einen nadelartigen Strahl, der spitz auf der Anode aufsitzt. Allgemein kann man sagen, daß die Anodenstrahlen, gerade so wie die Kathodenstrahlen, senkrecht stehen zu der Fläche, von welcher sie ausgegangen sind. Dies zeigt in eklatanter Weise folgender Versuch: ein mit wirksamer Anodenmasse gefülltes Glasröhrchen wurde am Ende schief abgeschliffen, so daß, wie aus Fig. 1 ersichtlich ist, die freie Anodenfläche unter 45° gegen die Achse des Anodenröhrchens geneigt ist. Man erhält dann den Strahl ab, der senkrecht zur Anodenfläche steht.

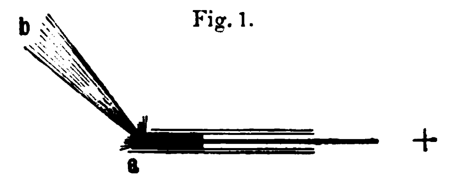
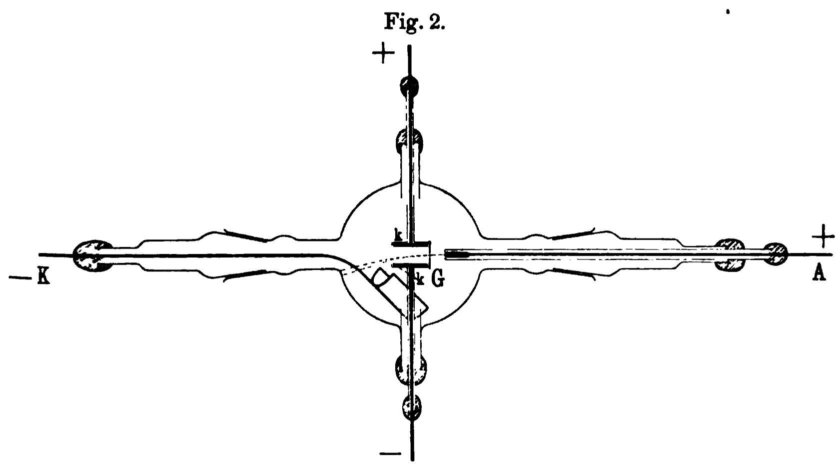


Fig. 1.

§ 17. In folgender Anordnung (vgl. Fig. 2) wurde die elektrische Ablenkbarkeit der Anodenstrahlen untersucht: In etwa

Fig. 2.



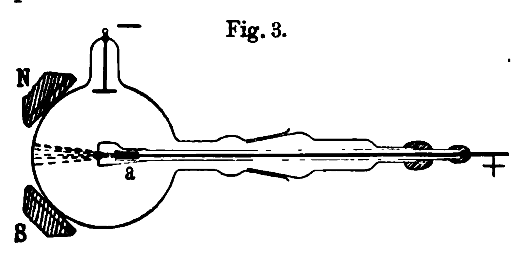
3 cm Entfernung von der Anode stand ein kleiner Kondensator kk. Die auf der Rückseite durch Glimmer gut isolierten Platten desselben hatten eine Größe von 1,5 × 2,5 cm und einen Abstand von 0,5 cm. Der Kondensator wurde mit einer kleinen Wimshurstmaschine aufgeladen, die von der 30plattigen Influenzmaschine, welche den Strom vermittelst der Anode A und Kathode K durch die Röhre schickte, isoliert war. Vor dem Kondensator war bei

G ein Diaphragma aus Glimmer angebracht, das einen schmalen Schlitz von etwa 1 × 10 mm Breite trug, so daß der von der Anode kommende Anodenstrahl den Kondensator nur in Form eines schmalen, von dem Schlitz ausgehenden, scharf begrenzten Bandes durchsetzte.

Mit dieser Anordnung beobachteten wir nach Anlegen der Spannung an den Kondensator, daß der rote Anodenstrahl eine Ablenkung erfuhr, und zwar in dem Sinne, daß der Strahl zur negativ geladenen Platte des Kondensators hingebogen wurde (vgl. Fig. 2). Die Ablenkung konnte so groß gemacht werden, daß der Strahl auf die Kondensatorplatte auftraf; er erregte dann an der Auftreffstelle gelbes Fluoreszenzlicht (D-Licht). Die Anordnung war indes nicht empfindlich genug, um mit Sicherheit erkennen zu lassen, ob der (von konstantem Potential der Anode erzeugte) Strahl homogen war oder in ein Spektrum ausgebreitet wurde.

§ 18. Die magnetische Ablenkbarkeit der Anodenstrahlen wurde folgendermaßen (vgl. Fig. 3) untersucht: Eine mit einer Diaphragmenplatte mit Schlitzen versehene Lithiumanode *a* befand

Fig. 3.



sich in einer Kugelröhre von 15 cm Durchmesser. Ein Elektromagnet, dessen Pole *N* und *S* die in der Fig. 3 angedeutete Lage hatten, erzeugte ein (wenig homogenes) Kraftfeld, dessen Kraftlinien nahezu senkrecht zum Anodenstrahl standen.

Man beobachtete mit dieser Anordnung, daß der Anodenstrahl beim Erregen des Elektromagneten abgelenkt wurde, und zwar in einem Sinne, der entgegengesetzt war der Ablenkung von Kathodenstrahlen; allgemein kann man sagen, daß die Ablenkung im Sinne positiver, von der Anode ausgesandter Teilchen erfolgte. Ferner ist offenbar die Anodenstrahlung nicht homogen, da die Strahlenbüschel durch die Ablenkung verbreitert werden, und

zwar auch dann, wenn die Röhre mit dem Gleichstrom einer 30-plattigen Influenzmaschine betrieben wurde.

Genaue Angaben über die Größe der beobachteten Ablenkungen können wir noch nicht machen. Messungen, aus denen sich die Größen $\frac{\varepsilon}{\mu}$ und v ergeben, sind in Vorbereitung.

Erwähnt mag bei dieser Gelegenheit noch werden, daß beim Umpolen der Influenzmaschine, wenn also von der Salzelektrode, die vorher Anode war, die kathodische Entladung ausging und im Magnetfelde beobachtet wurde, außer den jetzt auftretenden Kathodenstrahlen noch die bekannten, von GOLDSTEIN als K_1-Strahlen bezeichneten Strahlen auftraten; die letzteren waren aber weniger stark magnetisch ablenkbar als die Anodenstrahlen.

Auf Grund der im vorstehenden erhaltenen Resultate kann man behaupten, daß die Anodenstrahlen in der Tat ein den Kathodenstrahlen völlig entsprechendes Phänomen darstellen, wie dies im Beginn unserer Untersuchungen von uns vermutet worden war. Denn die Anodenstrahlen besitzen die hauptsächlichsten Eigenschaften der Kathodenstrahlen: sie transportieren eine elektrische Ladung, werfen an Körpern, die ihnen in den Weg gestellt sind, scharfe Schatten, stehen senkrecht zur Oberfläche der Elektrode, werden durch ein elektrisches und magnetisches Feld abgelenkt und erregen endlich an geeigneten Körpern, auf welche sie treffen, Fluoreszenzlicht.

§ 19. Die bisher beschriebenen Anodenstrahlen waren sämtlich erzeugt an Anoden, welche als wesentlichen Bestandteil ein Salz enthielten. Wir stellten uns die Frage, ob auch andere Körper die Fähigkeit besitzen, Anodenstrahlen auszusenden.

Ein Stückchen metallisches Natrium wurde auf einen Kupferdraht gespießt und in der gleichen Weise wie vordem die Salzstangen als Anode benutzt. Man erhielt in der Tat einen gelben Anodenstrahl von geringer Intensität. Hierbei ist allerdings zu beachten, daß das Natrium nicht sehr rein war und besonders etwas Petroleum enthielt.

Ein Stück Eisen, Zink, Wismut, Tellur oder Kohle als Anode ergab unter den von uns angewandten Versuchsbedingungen keine Anodenstrahlen, wenigstens nicht in merklichem Betrage.

Schwefeljodid (von KAHLBAUM, Berlin) als Anode ergab intensive Anodenstrahlen, hierbei mußte allerdings wegen des hohen Dampfdruckes des Jods ein Rohransatz mit flüssiger Luft gekühlt werden. Die so erhaltenen Anodenstrahlen hatten eine hellgelbe Farbe.

Ein Gemisch aus Schwefeljodid, Tellur und Kohlepulver ergab prächtige blauviolette Anodenstrahlen, die Kathodenstrahlen sehr ähnlich sahen, aber mit einem mit der Hand genäherten Magneten, der die Kathodenstrahlen stark zur Seite bog, nicht merklich abgelenkt wurden.

§ 20. Zum Schluß bemerken wir noch, daß uns bei der Zusammenstellung der Literatur (vgl. § 7 und 14) leider interessante Bemerkungen in einer Arbeit von Herrn W. WIEN [1]) entgangen waren. WIEN beschreibt l. c. unter der Überschrift „Die Vorgänge an der Anode“ Beobachtungen über das Auftreten positiver Teilchen an der Anode, die magnetisch stark zu beeinflussen sind und mit einem gewöhnlichen Hufeisenmagneten in entgegengesetztem Sinne wie Kathodenstrahlen abgelenkt werden können. Es ist nicht ersichtlich, ob diese Strahlen aus dem anodischen Glimmlicht oder von den Anoden selbst herstammen, auch scheint Herr WIEN später nicht wieder auf seine überaus wichtigen, augenscheinlich nur nebenher angestellten Beobachtungen zurückgekommen zu sein.

[1]) W. WIEN, Wied. Ann. 65, 449 bis 450, 1898.

Charlottenburg, Phys.-Techn. Reichsanstalt, April 1907.

Jahrg. 5 *Heft 10*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

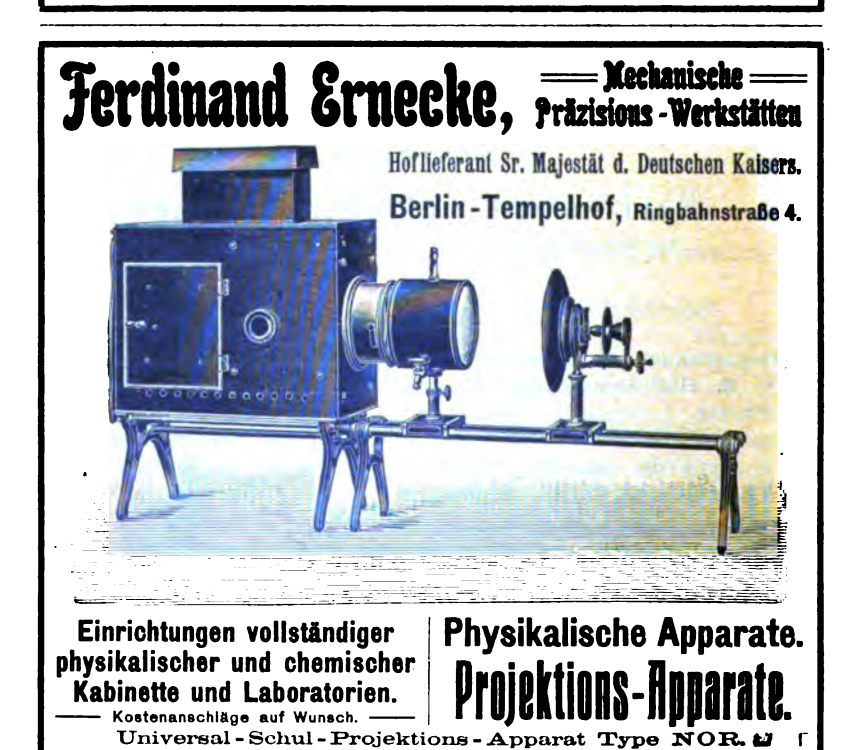
redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten


Hoflieferant Sr. Majestät d. Deutschen Kaisers.
Berlin-Tempelhof, Ringbahnstraße 4.

Jahrg. 5 **Heft 11**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. **15. Juni 1907.** **Nr. 10/11.**

Sitzung vom 17. Mai 1907.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Hr. **H. A. Lorentz** spricht einen Nachruf auf
LUDWIG BOLTZMANN.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. HEINRICH ERFLE, Assistent am physikalischen Institut der Technischen Hochschule, München.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL TH. FISCHER.)

Hr. Dr. LUDWIG JANICKI, Charlottenburg, Fraunhoferstr. 13.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. GEHRCKE.)

Hr. Dr. HANS JORDAN, Wissenschaftlicher Hilfsarbeiter im Telegraphen-Versuchsamt, Berlin NW., Brückenallee 22.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. KIEBITZ.)

Hr. Prof. Dr. J. v. KOWALSKI, Freiburg (Schweiz), Physik. Institut.
(Vorgeschlagen durch Hrn. A. DENIZOT.)

Hr. Oberlehrer EWALD KRAUS, Barmen, Karlstr. 40.
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. TAKE.)

Hr. Prof. Dr. WILLIAM J. RAYMOND, Department of Physics, University of California, Berkeley (California, U. S. A.).
(Vorgeschlagen durch Hrn. E. GEHRCKE.)

Ludwig Boltzmann.

Gedächtnisrede, gehalten in der Sitzung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft am 17. Mai 1907

von H. A. Lorentz.

(Vgl. oben S. 205.)

Der Einladung unseres Vorstandes, über die wissenschaftliche Tätigkeit Ludwig Boltzmanns zu Ihnen zu reden, bin ich gern und ohne Zögern nachgekommen. Boltzmann war ein Führer unserer Wissenschaft, ein Bahnbrecher in manchen Richtungen, ein Forscher, der auf jedem Gebiete, das er betrat, unvergängliche Spuren seiner Wirksamkeit hinterlassen hat. Sein Andenken zu ehren, der Bewunderung und Dankbarkeit, die wir ihm schulden, Ausdruck zu verleihen, ist für mich eine Pflicht, der mich entziehen ich weder dürfte noch möchte.

Leider ist es kein vollständiges Bild seines Wirkens, das ich Ihnen vor Augen führen kann und wird es mir kaum gelingen, Ihnen seine ausgeprägte, geistreiche und vielseitige Persönlichkeit, so wie ich es wünschte, zu vergegenwärtigen. Nur wenige Male war es mir vergönnt, in persönliche Beziehung zu ihm zu treten, und obgleich das Wohlwollen, das er mir zeigte, und die Anregung, die ich im Gespräch mit ihm fand, mir unvergeßlich bleiben werden, so sind es doch in erster Linie seine Schriften, aus denen ich Boltzmann kennen gelernt habe. Freilich, in vielen von diesen redet er zu uns, wie wohl selten ein Physiker es getan hat, und offenbart er uns seine ganze Denk- und Empfindungsweise in Worten, die ihn auch unserem Herzen näher bringen. An seinen Antrittsreden, an dem schönen Vortrage über die Entwickelung der Methoden der theoretischen Physik, an den in Amerika gehaltenen Vorlesungen werden sich, wie wir es jetzt tun, viele künftige Generationen von Physikern erquicken können. Hier macht er uns zu Teilgenossen seiner Zweifel und seiner Freuden, hier fesselt er uns durch tiefen, ernsten Sinn und leichten Scherz, hier reißt

er uns hin, bald durch seine konsequent durchgeführte mechanistische Naturbetrachtung, bald durch seinen begeisterten Idealismus, der ihn dazu trieb, seine Werke mit so manchem Dichterwort zu schmücken und seine populären Schriften den Manen SCHILLERS zu widmen. „Wozu nützt", so fragt er einmal, „die bloße Förderung des Lebens durch Gewinnung praktischer Vorteile auf Kosten dessen, was allein Leben dem Leben gibt, was es allein lebenswert macht, der Pflege des Idealen?"

An Gegensätzen, die er sich nicht scheut klar, oft grell sogar hervortreten zu lassen, fehlt es nicht in dem selbstgemalten Bilde; jedoch wir fühlen, daß sie nicht unversöhnlich sind, sondern einer gemeinsamen Wurzel im Innersten seines Wesens entspringen, und so vertiefen sie den Einblick, den er uns in seinen Geist gestattet. Nur das schwere Seelenleiden, das dem traurigen Ende vorangegangen sein muß und an das wir mit innigem, ehrfurchtsvollem Mitleid denken, bleibt für uns verschleiert.

BOLTZMANN hat in den ersten Jahren seiner Laufbahn auf experimentellem Gebiete Schönes und Wichtiges geleistet und oft hat er in beredter Weise das Lob der Experimentalphysik verkündet. Bisweilen scheint er sie fast um die Zuverlässigkeit ihrer Resultate und um ihre gleichmäßig fortschreitende Entwickelung zu beneiden. Jedoch im Grunde seines Herzens war er Theoretiker; er liebte es, dies im Ernst und im Scherz nachdrücklich zu betonen, und hat nie aufgehört, die Weiterführung der Theorie, die Klarlegung und Sicherung ihrer Grundlagen als seine Lebensaufgabe zu bezeichnen. „Die Idee, welche mein Sinnen und Wirken erfüllt, ist der Ausbau der Theorie."

Wenn er so sprach, so meinte er wohl nicht bloß das Verständlichmachen dieser oder jener Gruppen von Erscheinungen, sondern das Erreichen einer zusammenhängenden Welt- und Lebensbetrachtung, mit der seine physikalischen Auffassungen aufs innigste verwebt waren.

In der Leipziger Antrittsvorlesung von 1900 behandelt er die Bedeutung der theoretischen Mechanik, einen seiner Lieblingsgegenstände; zwei Jahre später in Wien sagt er, er habe sich in der Abhaltung von Antrittsvorlesungen über die Prinzipien der Mechanik nachgerade eine gewisse Routine erworben. Er schildert zunächst, wie die an dem Studium einfacher Bewegungsvorgänge

zur Entwickelung gekommene Mechanik es allmählich zur Herrschaft über die Erscheinungen des Schalles und des Lichtes, der Wärme und der Elektrizität gebracht hat, geht dann aber viel weiter und zieht auch die Lebenserscheinungen, die geistigen und sozialen Vorgänge in den Kreis seiner Betrachtungen. Indes, auch daran muß ich erinnern, nachdem er, wie er sagt, nicht nur unsere körperlichen Organe, sondern auch unser Seelenleben, ja, Kunst und Wissenschaft, Gefühlseindrücke und Begeisterung zur Domäne der Mechanik gemacht hat, weist er darauf hin, daß hiermit nur ein einseitiges Weltbild entworfen sei, und daß neben diesem einen Bilde andere einhergehen müssen, welche die innerliche, die ethische Seite des Gegenstandes darstellen. „Die Erhebung unserer Seele durch die letzteren wird", so meint er, „nicht mehr gemindert werden, sobald wir vom mechanischen Bilde die richtige Auffassung haben." Nachdrücklich weist er den Einwand zurück, daß seine Ausführungen irgendwie der Religion zuwiderliefen. Nichts sei verkehrter, „als die auf ganz anderer, ungleich festerer Basis ruhenden religiösen Begriffe mit den schwankenden subjektiven Bildern in Verbindung zu bringen, welche wir uns von den Außendingen machen. Ich wäre der letzte, der die vorgebrachten Ansichten aufstellte, wenn sie irgend eine Gefahr für die Religion bergen würden".

BOLTZMANN war eine philosophisch angelegte Natur und in den letzten Jahren, als er auch mit der Professur für Geschichte und Theorie der induktiven Wissenschaften an der Universität Wien beauftragt worden war, zeigte sich seine Neigung zur philosophischen Spekulation immer mehr. Er erzählt uns, daß er schließlich die Sitzungen der philosophischen Gesellschaft treuer besucht habe als die der physikalischen, was ihn nicht verhindert hat, sich gelegentlich und wohl nicht ohne einige Übertreibung über die Philosophie lustig zu machen.

Speziell DARWINs Lehre hatte einen tiefen Eindruck auf ihn gemacht und in dem letzten Aufsatz der populären Schriften, „Reise eines deutschen Professors ins Eldorado", spricht er mit warmem Enthusiasmus von den Versuchen über die Entwickelung niederer Lebewesen, die er im Laboratorium von LÖB gesehen hatte. Der Gedanke, daß sich in dem Kampf ums Dasein nicht nur die körperlichen Eigenschaften, sondern auch unsere geistigen

Fähigkeiten allmählich entwickelt haben, war ihm sehr sympathisch und er wendet die gleiche Auffassung sogar auf die Denkgesetze an. Auch diese hält er nicht für ewig unveränderlich und er warnt davor, bei der Beurteilung einer Theorie auf die Frage, ob sie mit denselben übereinstimme, zu großes Gewicht zu legen.

Diese evolutionistische Tendenz war wohl geeignet, ihn vor jedem wissenschaftlichen Dogmatismus zu behüten. Keine Theorie hat für Boltzmann anderen als relativen Wert; keine kann als vollendet und abgeschlossen gelten; sie sind vielmehr alle der weiteren Entwickelung bedürftig, eben weil sie nur sinnbildliche Darstellungen des Naturgeschehens sind, die wir unaufhörlich versuchen müssen zu verbessern und zu vereinfachen, neuen Tatsachen anzupassen und von unrichtigen oder überflüssigen Zügen zu befreien. Daher können auch verschiedene sich gegenüber stehende Theorien für dieselbe Gruppe von Erscheinungen sehr gut gleichberechtigt sein. „Mein Vortrag", sagt er, „soll niemals kritisierend, sondern nur berichtend sein. Auch bin ich vom Werte der Ansichten meiner Gegner überzeugt und trete nur abwehrend auf, wenn sie den Nutzen der meinigen verkleinern wollen." An der Energetik, die er ganz entschieden bekämpft hat, tadelte er nicht, daß sie ein neues Weltbild zu schaffen versucht, in welchem die Wandlungen der Energie in den Vordergrund treten, sondern nur, daß die Zuversicht, mit der ihre Vertreter auftraten, einstweilen noch nicht durch die erreichten Erfolge gerechtfertigt werden konnte.

Wie ernst Boltzmann darum bemüht war, Klarheit in den Grundlagen anzustreben und jede verwirrende Trübung der Gedanken zu vermeiden, zeigen vielleicht am besten die Vorlesungen, die er 1899 an der Clark-University gehalten hat. Ebenso wie Hertz in der bekannten Einleitung zu den Prinzipien der Mechanik hebt er hervor, daß die Weise, in der gewöhnlich die Prinzipien vorgetragen werden, in dieser Hinsicht wenig befriedigend ist. Er schildert uns dann, wie auf zwei verschiedenen Wegen dem Mangel abgeholfen werden kann. Erstens, und bei dem jetzigen Stande der Wissenschaft wohl am leichtesten dadurch, daß man zunächst ein subjektives, in sich vollkommen widerspruchsfreies Bild entwickelt und dieses erst nachher mit der Wirklichkeit vergleicht, und zweitens so, daß man von Anfang an sich an die

Erfahrung anschließt und an ihrer Hand mit möglichster Klarheit und Unzweideutigkeit allmählich die Grundbegriffe einführt.

Von der ersten Methode gibt die HERTZsche Mechanik, in welcher, wie Sie wissen, nur die Bewegung beschränkende Verbindungen und keine Kräfte angenommen werden, ein klassisches Beispiel. Ihr Grundsatz, der in einer der mehrdimensionalen Geometrie entnommenen Terminologie so lautet, daß jedes System mit konstanter Geschwindigkeit eine geradeste Bahn beschreibt, ist von der höchsten Einfachheit, und für manchen hat es gewiß einen besonderen Reiz, das Fallen eines Steines z. B. als die Fortsetzung einer Bewegung zu betrachten, die schon vorher in einem verborgenen, unsichtbaren, mit dem Körper verbundenen System vorhanden war und jetzt auch die für uns sichtbare Materie ergreift, eine Auffassung, die den Vorteil hat, daß sie nur eine Art von Energie kennt, indem sie die anfangs vorhandene potentielle Energie als kinetische Energie des verborgenen Mechanismus betrachtet. Könnte man sich mit diesem allgemeinen Gedanken begnügen und, ohne ins Detail zu treten, sich auf die Aussage beschränken, daß alle Bewegungen in der Natur so stattfinden, als ob die hypothetischen verborgenen Bewegungen existierten, so hätte man wohl Grund, ganz zufrieden zu sein. Beträchtliche Schwierigkeiten stellen sich aber ein, sobald man versucht, sich eine Vorstellung von dem unsichtbaren Mechanismus zu machen, und zwar stößt man auf solche nicht bloß in komplizierteren Fällen, wie bei der Bewegung einer kontinuierlich verteilten Materie oder bei den Erscheinungen des elektromagnetischen Feldes, sondern, wie BOLTZMANN bemerkt, bei ganz einfachen Vorgängen, etwa bei dem Stoß zweier elastischer Kugeln; es hält schwer, sich da klar zu machen, wie die Bewegung sich sozusagen auf kurze Zeit in das Medium zurückzieht, um dann sofort wieder in den greifbaren Körpern zum Vorschein zu kommen.

Diese Erwägungen fielen bei BOLTZMANN so schwer ins Gewicht, daß er bei der HERTZschen Mechanik nicht stehen bleiben konnte und, nachdem er ihr in der ersten Vorlesung das ihr gebührende Lob rückhaltlos gespendet hatte, in der zweiten ein eigenes Bild der Bewegungserscheinungen skizzierte, dasselbe, das er auch in seinem Buche über die Prinzipien der Mechanik zugrunde gelegt hat. Es ist ebenso rein subjektiv wie das von HERTZ entworfene,

insofern aber ein Gegenstück zu diesem, als jetzt alles nicht mit Verbindungen, sondern mit von der Entfernung abhängigen anziehenden und abstoßenden Kräften gemacht wird. Freilich wird das Wort „Kraft" nicht sofort eingeführt. Als Ausgangspunkt dient bloß die Vorstellung, ein System von Punkten bewege sich in solcher Weise, daß die Beschleunigung eines jeden aus einer gewissen Anzahl von Komponenten zusammengesetzt ist, die in die Verbindungslinien mit den anderen Punkten fallen und von den gegenseitigen Entfernungen abhängen. Die Vergleichung des hierauf gebauten Systems mit der Erfahrung soll auch jetzt wieder nachträglich stattfinden.

In der dritten Vorlesung endlich sucht er in ungemein klarer Weise die Grundgesetze induktiv zu entwickeln. Diese Auseinandersetzungen, die für jeden Physiker höchst anregend sind, schließt er mit den Worten: „Ich wollte in dem Bisherigen keineswegs eine konsequente, in sich abgeschlossene Darstellung der Mechanik vom induktiven Standpunkte geben. Ich wollte vielmehr bloß die Wege andeuten, auf denen eine solche vielleicht gewonnen werden könnte und namentlich die Schwierigkeiten aufdecken, mit denen ihre Durchführung verknüpft ist." „Es würde mich sehr freuen, wenn es jemandem gelänge, der deduktiven Darstellung eine induktive an die Seite zu stellen, welche gleich einfach und naturgemäß vorginge und doch das innere geistige Bild in gleicher Deutlichkeit und Konsequenz hervortreten ließe." „Ich möchte gewissermaßen die Vertreter der induktiven Richtung einladen, alle Fehler, die sich in meiner gegenwärtigen Darstellung finden, aufzudecken, die Möglichkeit der genauen Durchführung aller Schlußweisen, die ich hier nur kurz angedeutet habe, zu zeigen und ihre besten Kräfte einzusetzen in dem Wettkampfe mit der deduktiven Darstellung, damit beide miteinander verglichen werden können und sich im Wettstreite stets ausbilden und vervollkommnen."

Wenn wir uns jetzt BOLTZMANNS Spezialuntersuchungen zuwenden, so muß ich die Bemerkung vorausschicken, daß es unmöglich ist, hier von der langen Reihe seiner Abhandlungen und von seinen Büchern eine einigermaßen vollständige Inhaltsübersicht zu geben; ich muß mich daher auf das Wichtigste beschränken.

Auch kann ich nicht versuchen, die Grenzen zwischen seinen Errungenschaften und denen anderer Forscher, namentlich MAXWELLs, scharf zu ziehen; ich muß sogar gestehen, daß ich das Bedürfnis dazu wenig empfinde. Bei so reichen Schätzen, wie sie solche Männer uns geschenkt haben, kommt es auf untergeordnete Prioritätsfragen, auf ein kleines Mehr oder Weniger nicht an.

Von den experimentellen Arbeiten erwähne ich nur kurz die über das Analysieren der Bewegung tönender Luftsäulen (die er gemeinschaftlich mit TÖPLER gemacht hat), über die elektrodynamische Wechselwirkung der Teile eines elektrischen Stromes, über den Stoß elastischer Zylinder und über die Wirkung des Magnetismus auf elektrische Entladungen in verdünnten Gasen, um etwas länger bei den Bestimmungen der Dielektrizitätskonstante verschiedener Körper zu verweilen. Sie wissen, daß MAXWELL sofort aus seiner elektromagnetischen Lichttheorie eine höchst merkwürdige Beziehung zwischen dieser Konstante und dem Brechungsexponenten abgeleitet hatte. BOLTZMANN hat diese theoretische Folgerung dadurch geprüft, daß er die Dielektrizitätskonstante einiger festen Isolatoren gemessen hat, und zwar sowohl nach der Kondensatormethode als auch nach einem ihm eigenen Verfahren, welches auch deshalb unsere Beachtung verdient, weil es sich dabei um eine durch die Theorie angezeigte, bis dahin noch nicht genau beobachtete Erscheinung handelte. Es ist dies die sogenannte dielektrische Fernwirkung, die Anziehung nämlich, welche ein geladener Körper auf ein ponderables Dielektrikum ausübt, und die eben dadurch hervorgebracht wird, daß dieses eine höhere Dielektrizitätskonstante als die umgebende Luft hat. Es gelang BOLTZMANN, die betreffende Kraft wirklich nachzuweisen, und, indem er an seine Drehwage bald die zu untersuchende nichtleitende Kugel, bald eine ebenso große leitende Kugel hängte, konnte er aus dem Verhältnis der Anziehungen, welche sie von einer festen geladenen Kugel erleiden, durch eine einfache Rechnung die gesuchte Konstante ableiten. Von einem etwaigen geringen Leitungsvermögen der untersuchten Körper und von der sogenannten dielektrischen Nachwirkung machte er sich dadurch unabhängig, daß er nicht nur mit einer konstanten Ladung der wirkenden Kugel arbeitete, sondern auch mit einer Ladung, die 200 mal pro Sekunde das Vorzeichen wechselte. So gelangte er

zu Resultaten, die mit denen der Kondensatormethode und mit dem MAXWELLschen Satz in recht befriedigender Weise übereinstimmen.

Die Beobachtung der dielektrischen Fernwirkung setzte ihn ferner in den Stand, auch die Hauptwerte der Dielektrizitätskonstante für eine aus einem Schwefelkristall hergestellte Kugel zu messen und zu zeigen, daß diese in der von der Theorie geforderten Weise mit den drei Hauptbrechungsexponenten zusammenhängen.

Die schönste Bestätigung der MAXWELLschen Theorie lieferte aber seine Messung der Dielektrizitätskonstante einer Anzahl von Gasen. BOLTZMANN bestimmte diese in einer mit großer Sorgfalt ausgeführten Untersuchung aus der Änderung, welche die Kapazität eines Kondensators erleidet, wenn der Raum zwischen den Belegungen einmal luftleer ist und dann mit einem Gase gefüllt wird.

Von seinen theoretischen Arbeiten über elektrische Erscheinungen werden wir später zu sprechen haben. Jetzt müssen wir vor allem einen Blick werfen auf seine molekulartheoretischen Untersuchungen, die von ganz hervorragender Bedeutung sind. Zunächst muß ich da noch einige Worte sagen von seinem Verhältnis zu denjenigen Theorien, in welchen man sich, ohne an Moleküle und Atome zu denken, auf große allgemeine Gesetze, wie die der Thermodynamik, verläßt, oder, wie in den klassischen Theorien der Wärmeleitung und der Elastizität, in rein phänomenologischer Weise eine Gruppe von Tatsachen mittels eines Systems von Differentialgleichungen beschreibt, aus denen dann weitere mit der Erfahrung zu vergleichende Folgerungen gezogen werden.

Ich brauche kaum zu erwähnen, daß BOLTZMANN mit offenem Blick die Vorzüge solcher Methoden anzuerkennen wußte; auch hat er sich derselben gelegentlich mit dem schönsten Erfolge bedient. Er sagt einmal: „Es ist in erster Linie eine möglichst hypothesenfreie Naturbeschreibung anzustreben; dies geschieht am klarsten in der von KIRCHHOFF, CLAUSIUS (in seiner allgemeinen Wärmetheorie), HELMHOLTZ, GIBBS, HERTZ usw. ausgebildeten Form. Neben dieser allgemeinen theoretischen Physik sind die Bilder der mechanischen Physik, sowohl um Neues zu finden, als auch,

um die Ideen zu ordnen, übersichtlich darzustellen und im Gedächtnis zu behalten, äußerst nützlich und noch heute fortzupflegen."

Was die phänomenologischen Theorien betrifft, so will ich hier auch seine Bemerkung anführen, daß die in denselben benutzte Denkweise im Grunde der atomistischen nahe verwandt sei. Von einem Differentialquotienten bekomme man nur dann einen klaren Begriff, wenn man zunächst an endliche Zuwächse, die man sich nachher der Null nähern läßt, denkt, und ebenso seien in einer Theorie, welche die Materie als ein Kontinuum betrachtet, die partiellen Differentialgleichungen als Grenzfälle der entsprechenden Formeln mit endlichen Differenzen aufzufassen. In der Theorie der Wärmeleitung könne man damit anfangen, bloß die Temperaturen in einer Gruppe von Punkten, die in endlichen Distanzen voneinander liegen, etwa in den Eckpunkten eines Raumgitters ins Auge zu fassen, und dies habe noch den Vorteil, daß die Differenzgleichung, welche dann an die Stelle der partiellen Differentialgleichung tritt, eine vollkommen bestimmte und klare Rechnungsvorschrift enthält, nach welcher man die zeitlichen Änderungen der Temperaturen verfolgen kann. Indes — auch das betont Boltzmann — trotz dieses Umstandes, daß man wohl auch in der Theorie eines Kontinuums sozusagen atomistisch denkt, besteht am Ende zwischen ihr und einer Molekulartheorie ein tiefgehender Unterschied. Während die eine Theorie behauptet, daß man zu den wahren Gesetzen der Erscheinungen erst durch den Grenzübergang gelangt, ist in der anderen ein solcher Übergang, im streng mathematischen Sinne des Wortes, ausgeschlossen. In physikalischer Hinsicht sind daher die beiden Bilder völlig verschieden.

Nun, welchem Bilde man den Vorzug geben müsse, mit welchem man am weitesten komme, darüber war Boltzmann nie im Zweifel. Wiederholt kommt er darauf zurück, daß ohne molekulare oder atomistische Theorien manches unverständlich bliebe, so z. B. die Gesetze der chemischen Verbindungen, das Grundgesetz der Kristallographie und in der Physik die Unabhängigkeit der Gasreibung von der Dichte, der Zusammenhang zwischen Reibung, Wärmeleitung und Diffusion, die Erscheinungen bei Elektrolyten. Auch die Übereinstimmung zwischen den Werten,

welche man auf verschiedenen Wegen für molekulare Größen gefunden hat, ist ihm eine kräftige Stütze für die Molekulartheorie. Dem von BOLTZMANN Angeführten könnte man übrigens noch vieles andere hinzufügen, z. B. den von NERNST entdeckten Zusammenhang zwischen dem Diffusionskoeffizienten eines Elektrolyten und seinen elektrischen Eigenschaften, manche Resultate der modernen Elektronen- und Strahlungstheorie, J. J. THOMSONS Bestimmung der elektrischen Ladung der Gasionen mit Hilfe seiner Nebelmethode, den von MICHELSON erbrachten Beweis, daß die Breite der allerfeinsten Spektrallinien sich, dem DOPPLERschen Prinzip gemäß, aus der Molekularbewegung erklären läßt, und den von STARK nachgewiesenen DOPPLEReffekt bei den Kanalstrahlen. Die Erwägung aller dieser Ergebnisse darf uns sogar, wie mir scheint, dazu führen, den vorsichtigen Vorbehalt, mit dem BOLTZMANN sich gewöhnlich ausdrückt, fallen zu lassen. Die reale Existenz der Moleküle und Atome steht, alles zusammengenommen, wohl kaum weniger fest als z. B. das wirkliche Vorhandensein des Eisens in der Sonnenatmosphäre.

Hiermit ist freilich über die Natur der Moleküle und Atome sowie über die Art und Weise, wie sie aufeinander wirken, nichts oder wenig gesagt; in dieser Beziehung kann man nur verschiedene Hypothesen versuchen, die mit mehr oder weniger Annäherung ein Bild von der Wirklichkeit zu geben vermögen. BOLTZMANN betrachtet die Moleküle eines Gases bald als glatte und starre, vollkommen elastische Kugeln, bald als materielle Punkte, die sich nach irgend einem Gesetz anziehen oder abstoßen; nach dem Beispiele von MAXWELL hat er speziell den Fall einer der fünften Potenz der Entfernung umgekehrt proportionalen Abstoßung untersucht. Die Moleküle mehratomiger Gase sieht er manchmal als Systeme von materiellen Punkten an, die sich unter dem Einfluß ihrer Anziehung bewegen, oft aber auch als Körperchen unbekannter Zusammensetzung, deren Konfiguration durch eine gewisse Anzahl von Koordinaten im LAGRANGEschen Sinne bestimmt werden kann. Ferner hat er die Theorie von VAN DER WAALS, der er vielen Beifall schenkte, weiter zu entwickeln versucht, und hat er die Vorstellung einer Anziehung zwischen den Atomen in solcher Weise spezialisiert, daß es ihm möglich war, eine kinetische Theorie der Dissoziation zu ent-

wickeln. Bemerkenswert ist die Annahme, die er zu diesem Zwecke einführte. Er fand, daß, wenn die von einem Atom ausgehende Anziehungskraft in allen Richtungen gleich wirksam wäre, in einem System von Atomen, die sich miteinander verbinden können, nicht nur Doppelatome, sondern auch Komplexe von drei oder noch mehr Teilchen bestehen müßten. Will man ein System konstruieren, in welchem neben den Einzelatomen nur Doppelatome vorkommen, so muß man es so einrichten, daß zu zwei bereits miteinander verbundenen Teilchen kein drittes hinzutreten kann, daß also eine Art Sättigung stattgefunden hat. BOLTZMANN nimmt an, daß auf den Oberflächen der Atome gewisse Teile vorkommen, die er empfindliche Stellen nennt, derart, daß nur dann eine kräftige Anziehung zwischen zwei Teilchen besteht, wenn sie sich gerade mit diesen Stellen berühren. Sind nun die empfindlichen Bereiche, verglichen mit der ganzen Oberfläche, sehr klein, so kann sich zu zwei aneinander gekoppelten Atomen nie ein drittes gesellen; das dritte Teilchen kann eben mit seiner empfindlichen Stelle die empfindlichen Bezirke der beiden anderen nicht erreichen.

Übrigens war BOLTZMANN sich des provisorischen Charakters solcher Hypothesen vollkommen bewußt. Er war daher auch geneigt, den Nutzen des mathematischen Teiles seiner gastheoretischen Untersuchungen zu einem großen Teile in der Weiterentwickelung einer mathematischen Methodik zu erblicken, die auch bei veränderten Grundannahmen ihren Wert behalten würde.

Für spezielle Zwecke hat er sich von langen und mühseligen mathematischen Rechnungen nicht zurückschrecken lassen. Z. B. hat er das Glied, welches in der VAN DER WAALSschen Gleichung den Einfluß des Molekularvolumens ausdrückt, genauer bestimmt, als es VAN DER WAALS ursprünglich getan hatte, indem er in der Reihenentwickelung, die zu einem vollständig genauen Resultat führen könnte, um ein Glied weiter ging. Auch um die Theorie der inneren Reibung eines einatomigen Gases hat er sich viel Mühe gegeben. Die gewöhnlich in den Lehrbüchern gegebene Formel für den Reibungskoeffizienten eines Systems elastischer Kugeln ist bekanntlich nicht ganz streng, da in der Ableitung Größen vernachlässigt worden sind, die von derselben Ordnung wie das Endresultat sind. Zwar kann man durch die Betrachtung geometrisch

und mechanisch ähnlicher Systeme in einwurfsfreier Weise finden, wie der Reibungskoeffizient von der Masse, dem Durchmesser und der mittleren Geschwindigkeit der Kugeln abhängt, so daß nur noch ein konstanter Zahlenfaktor zu berechnen übrig bleibt, aber diesen kann man nur aus einer tiefergehenden Theorie ableiten. Boltzmann hat die hierfür dienende, ziemlich verwickelte Gleichung aufgestellt und die mathematischen Kunstgriffe angegeben, durch welche sie gelöst werden kann.

Obgleich Boltzmann sich in erster Linie mit den Gasen beschäftigt, gelten manche seiner Resultate auch für andere Aggregatzustände und hat er auch mehrere spezielle sich auf solche beziehende Probleme in Angriff genommen. In seinem Buche über die Gastheorie berechnet er unmittelbar mittels molekulartheoretischer Betrachtungen die Spannung eines gesättigten Dampfes und wir haben ihm auch eine kinetische Theorie des osmotischen Druckes zu verdanken.

In der Gastheorie wandte Boltzmann fortwährend die sogenannte statistische Methode an und zwar in zwei verschiedenen Weisen, die es gut sein wird, auseinander zu halten.

Für die erste, in ihrer Anwendung auf einatomige Gase, hatte bereits Maxwell das Beispiel gegeben. Um eine Vorstellung davon zu bekommen, wie in einem solchen die verschiedenen Geschwindigkeiten unter die Moleküle verteilt sind, können wir in einer Hilfsfigur, sagen wir in einem Geschwindigkeitsdiagramm, von einem festen Punkt aus Vektoren ziehen, deren jeder in Richtung und Größe die Geschwindigkeit eines Moleküls darstellt; der Endpunkt des Vektors möge der Geschwindigkeitspunkt des betreffenden Moleküls heißen. Offenbar wird nun die Verteilung der Geschwindigkeiten unter die Moleküle bekannt sein, sobald man die Verteilung der Geschwindigkeitspunkte in dem Diagramm kennt, und diese läßt sich angeben durch die Dichte, d. h. die Anzahl pro Volumeinheit, mit der sie in dem Diagramm angehäuft sind. Die Dichte ändert sich von Punkt zu Punkt; sie ist also eine Funktion der Koordinaten in dem Geschwindigkeitsdiagramm, oder, was auf dasselbe hinausläuft, der Komponenten der Geschwindigkeit eines Moleküls. Hat man sie in diesen letzteren ausgedrückt, so ist gleichsam die

ganze Statistik der molekularen Bewegung in eine Formel zusammengefaßt.

Die genannte Funktion kann man die Verteilungsfunktion nennen. MAXWELL zeigte bereits, daß sie die Gestalt

$$A e^{-C\varepsilon}$$

hat, wo ε die kinetische Energie eines Moleküls bedeutet, während A und C positive Konstanten sind. Die letztere ist der Temperatur umgekehrt proportional.

Das in der Formel ausgedrückte Gesetz, von dem man sagen kann, daß es fast allen späteren feineren Untersuchungen zur Grundlage gedient hat, läßt sich insofern leicht beweisen, als man zeigen kann, daß ein Zustand, der demselben entspricht, wirklich stationär ist. Ein beliebiges Element des Geschwindigkeitsdiagramms wird dann fortwährend infolge der Zusammenstöße ebensoviel Geschwindigkeitspunkte verlieren, wie es neue gewinnt, und zwar gilt das ganz genau, wenn, wie stets in diesen Betrachtungen vorausgesetzt wird, die Zahl der Moleküle eine enorme ist, und wenn der Zustand als molekular ungeordnet, wie BOLTZMANN es nennt, betrachtet werden kann.

Das MAXWELLsche Gesetz ist für BOLTZMANN der Ausgangspunkt zahlreicher Untersuchungen gewesen, in welchen er auch mehratomige Gase betrachtet, und die er auf Gasgemenge und auf Fälle, wo äußere Kräfte wirken, ausdehnt. Um von denselben zu sprechen, ohne lange Formeln hinzuschreiben und ohne dennoch zu oberflächlich zu werden, muß ich Sie bitten, mir eine kleine Digression zu gestatten. Wenn wir drei veränderliche Größen a, b, c haben, so können wir, indem wir sie als rechtwinklige Koordinaten auffassen, jedes Wertsystem derselben durch die Lage eines Punktes im Raume repräsentieren. Legen wir nun den drei Größen keine ganz bestimmten Werte bei, sondern lassen wir einen gewissen unendlich kleinen Spielraum für dieselben frei, so kann der betreffende Punkt alle Lagen innerhalb eines bestimmten unendlich kleinen Raumteiles haben, der, je nach der Weise, in der wir die Grenzen des Spielraumes festsetzen, von verschiedener Gestalt sein kann. Nach den Regeln der Stereometrie läßt sich aber die Größe des Raumelementes, oder, wie

wir auch sagen wollen, die Größe des für a, b, c zugelassenen Spielraumes, immer angeben.

In ähnlicher Weise können wir verfahren, wenn wir es nicht mit drei, sondern mit einer beliebigen Anzahl, sagen wir mit n Variablen zu tun haben, wobei wir dann auf Betrachtungen geführt werden, die der Lehre von den n-fachen Mannigfaltigkeiten, oder mit anderen Worten der n-dimensionalen Geometrie angehören. Wir fassen zunächst bestimmte Werte a, b, $c \ldots k$ der Veränderlichen ins Auge, und lassen denselben dann einen Spielraum offen, in welchem sie sich nur um unendlich kleine Beträge von jenen Werten entfernen können. Das, worauf es uns ankommt, ist nun, daß wir auch die Größe solcher Spielräume, die jetzt unendlich klein n-ter Ordnung werden, immer, wie sie auch begrenzt sein mögen, durch bestimmte Zahlen ausdrücken können. Dabei ist es wichtig, noch eins zu bemerken. In der Geometrie ist es nicht absolut notwendig, gerade den Würfel mit der Kantenlänge Eins zur Volumeinheit zu wählen; man kann auch eine andere Einheit nehmen und man kann sich sogar denken, daß Volumelemente, die an verschiedenen Stellen eines Raumes liegen, mit Einheiten gemessen werden, die allmählich von Punkt zu Punkt sich ändern; dann hätte man also die Volumeinheit für jeden Punkt des Raumes festzusetzen. Ebenso kann man bei den n-fachen Spielräumen die Einheit, in der sie ausgedrückt werden sollen, in irgend einer Weise für jedes Wertsystem a, b, $c \ldots k$ definieren. Ich bemerke das, weil viele Sätze, in welchen von diesen Spielräumen die Rede ist, eben nur dann ihre einfachste Gestalt annehmen, wenn man die Wahl der Einheit in einer besonderen Weise trifft. Ich werde solche Sätze in der möglichst einfachen Form anführen, ohne mich indes über die dafür nötige Wahl der Einheit zu verbreiten.

Der erste Satz, an den ich nun erinnern muß, und den Boltzmann in seinen Abhandlungen öfter anwendet, und auf verschiedene Weise beweist, rührt von Liouville her. Er bezieht sich auf die Bewegung eines beliebigen materiellen Systems, welches aber nur konservativen Kräften unterworfen sein soll. Wir bestimmen die Lage und Konfiguration des Systems durch n allgemeine Koordinaten und richten unsere Aufmerksamkeit

außerdem auf die n denselben entsprechenden Bewegungsgrößen oder Momente. Sind die $2n$ Größen für die Zeit 0 gegeben, so ist die Bewegung des Systems vollständig bestimmt. Den Werten, welche die Variabeln für die Zeit 0 haben, entsprechen also bestimmte Werte für eine beliebige Zeit t, und sind die Werte zur Zeit 0 in einem $2n$-fachen unendlich kleinen Spielraum eingeschlossen, so werden sie zur Zeit t ebenfalls in einem gewissen Spielraum liegen. Nach dem LIOUVILLEschen Satze sind nun die beiden Spielräume von gleicher Größe, mit anderen Worten, die Größe eines Spielraumes, in welchem die Koordinaten und Momente eingeschlossen sind, bleibt im Laufe der Bewegung fortwährend konstant.

Wir können jetzt BOLTZMANNs berühmtes Gesetz über die Zustandsverteilung in einem mehratomigen Gase in kurzen Worten ausdrücken. Die Form desselben ist der des MAXWELLschen Gesetzes für einatomige Gase sehr ähnlich. Wir führen die n allgemeinen Koordinaten ein, welche die Lage und die Konfiguration eines Moleküls bestimmen, sowie die zu diesen Koordinaten gehörenden Momente, lassen für das System der $2n$ Größen einen beliebigen unendlich kleinen Spielraum zu und fragen, für wieviel Moleküle die Variabeln in einem bestimmten Augenblick innerhalb dieses Spielraumes liegen, oder kürzer gesagt, wie viel Moleküle dieser letztere enthält. Die Zahl kann, wie man leicht sieht, als das Produkt aus der Größe des Spielraumes und einer gewissen Funktion der $2n$ Variabeln, der Verteilungsfunktion, dargestellt werden. Nach dem BOLTZMANNschen Gesetz hat diese Funktion auch diesmal die Form

$$A e^{-C\varepsilon},$$

wobei von C wieder das früher Gesagte gilt; nur ist jetzt unter ε die Gesamtenergie eines Moleküls, nämlich die Summe seiner kinetischen und seiner potentiellen Energie zu verstehen.

Ich will gleich hinzufügen, daß das Gesetz auch dann gilt, wenn konservative äußere Kräfte auf das Gas wirken; in diesem Falle muß man aber in die Energie ε auch die diesen Kräften entsprechende potentielle Energie eines Moleküls aufnehmen. Die Verteilungsfunktion erhält dadurch die Bedeutung, daß sie uns nicht bloß über die Verteilung der verschiedenen Atomlagerungen und der Bewegungszustände unter die Moleküle, sondern auch

über die Verteilung dieser letzteren in dem dem Gase zur Verfügung gestellten Raume Aufschluß gibt. Da nun, wenn eine Kraft wie die Schwerkraft wirkt, die in ε enthaltene potentielle Energie von der Lage des Schwerpunktes abhängt, so drückt das Boltzmannsche Gesetz aus, daß die verschiedenen Raumelemente ungleiche Molekülzahlen enthalten, daß die Dichte sich von Punkt zu Punkt ändert. Es werden nämlich die Stellen kleinerer potentieller Energie den Stellen größerer potentieller Energie gegenüber bevorzugt.

Der erste Beweis, den Boltzmann für sein Gesetz gegeben hat, ohne zunächst an äußere Kräfte zu denken, beruhte auf der Berechnung der Anzahl, erstens von denjenigen Molekülen, die infolge der Zusammenstöße eine bestimmte Gruppe, die durch einen Spielraum wie den oben betrachteten charakterisiert ist, verlassen, und zweitens von denjenigen, die ebenso infolge von Stößen, und zwar von entgegengesetzten Stößen, in die Gruppe hineintreten. Er zeigte, daß, wenn die Verteilungsfunktion den angegebenen Wert hat, diese beiden Anzahlen gleich sind, und also der Zustand stationär ist. Diese Betrachtung litt indes an dem Mangel, daß die entgegengesetzten Zusammenstöße, auf die es in derselben ankommt, nicht immer wirklich bestehen können.

Später gab er einen viel einfacheren Beweis. Man kann zunächst zeigen, wobei wir jetzt auch äußere Kräfte zulassen wollen, daß der durch das Boltzmannsche Gesetz bestimmte Zustand durch die Vorgänge zwischen je zwei Zusammenstößen nicht geändert wird; dazu genügt es, unter Anwendung des Liouvilleschen Satzes, den Spielraum b anzugeben, in welchen nach einer kurzen Zeit dt die Moleküle gekommen sind, die zu Anfang dieser Zeit in einem Spielraume a lagen. Es zeigt sich dann nämlich, daß die in dieser Weise in b angekommenen Moleküle genau so zahlreich sind, wie die, welche zu Anfang der Zeit dt in b lagen.

In genau derselben Weise untersucht nun Boltzmann auch den Einfluß der Zusammenstöße. Zu diesem Zwecke denkt er sich, daß die Wechselwirkung immer eine gewisse endliche Zeit dauert, so daß man dieselbe von Augenblick zu Augenblick verfolgen kann. Ferner zieht er jetzt eine Statistik nicht bloß der

Moleküle, sondern auch der Molekülpaare heran. Man kann den Zustand eines Molekülpaares, was Lage und Bewegung der Atome betrifft, durch eine genügende Anzahl von Variabeln kennzeichnen, diese sämtlich in einen unendlich kleinen Spielraum einschließen und dann die Anzahl der Molekülpaare, die in diesem Spielraume liegen, dadurch vorstellen, daß man die Größe dieses letzteren mit einer gewissen Verteilungsfunktion multipliziert. BOLTZMANN zeigt nun, daß der Zustand unveränderlich ist, wenn erstens die Verteilungsfunktion für die freien Moleküle die oben angegebene Form hat, und zweitens für die Molekülpaare eine genau damit übereinstimmende Funktion gilt, in welcher aber das ε im Exponenten einen Teil enthält, der von der gegenseitigen Wirkung abhängt. Der Gang des Beweises ist derselbe wie soeben, als wir die Vorgänge zwischen den Zusammenstößen betrachteten; der Zustand bleibt eben stationär, weil jeder für die Molekülpaare angenommene Spielraum fortwährend gleich viel Paare, wenn auch nicht stets dieselben, enthält. Bezeichnet man die bei einem Zusammenstoß aufeinander folgenden Zustände als Phasen, und nennt man diese P_1, P_2, ... P_k, so daß in P_1 die Wechselwirkung noch nicht angefangen hat und in P_k bereits zu Ende gekommen ist, so kann man kurz sagen, daß in einer bestimmten Zeit ebensoviel Paare von der Phase P_1 in die Phase P_2 übergehen, wie von dieser in P_3 usw. und schließlich von P_{k-1} in P_k.

Es möge jetzt noch bemerkt werden, daß die Einführung einer Funktion, welche die Zustandsverteilung unter die Gasmoleküle bestimmt, selbstverständlich nicht auf Zustände beschränkt ist, in denen das Gas im ganzen ruht und im Gleichgewicht ist. Gleichviel, welches der Zustand eines Gases sei, welche strömende Bewegungen, Dichte- und Temperaturungleichheiten auch in ihm bestehen mögen, stets läßt sich der Zustand, insofern er uns interessiert — da wir ja nie mit den individuellen Molekülen zu rechnen haben — durch eine Verteilungsfunktion angeben; nur wird diese im allgemeinen nicht nur die Koordinaten und Geschwindigkeiten eines Moleküls, sondern außerdem auch die Zeit enthalten. Kennt man die Funktion, so kann daraus alles, was wir an dem Gase beobachten können, abgeleitet werden.

Was aber die Bestimmung der Verteilungsfunktion selbst anbelangt, so dient hierfür eine Gleichung, die man aus der Betrachtung der Zusammenstöße ableitet und die in dem einfachen Falle eines stationären Zustandes durch die Funktion, welche das BOLTZMANNsche Verteilungsgesetz ausdrückt, befriedigt wird. Es ist eben diese Gleichung, welche BOLTZMANN seiner bereits erwähnten Theorie der Gasreibung zugrunde legte. Obgleich die wirkliche Auflösung nur in den seltensten Fällen gelingt, ist doch gewiß die Zurückführung aller Probleme auf eine einzige Funktion, die durch eine allgemeine Gleichung bestimmt wird, als ein sehr wesentlicher Fortschritt zu betrachten.

Nicht weniger fruchtbar als BOLTZMANNs erste statistische Methode ist die zweite, zu der ich jetzt übergehe. Die Individuen, deren verschiedene Eigenschaften und Zustandswechsel zum Gegenstand der Untersuchung gemacht werden, sind jetzt nicht mehr, wie vorher, die Moleküle, sondern vollständige Körper, also Systeme von zahllosen Molekülen. BOLTZMANN stellt sich nämlich vor, daß der zu untersuchende Körper nicht bloß einmal vorhanden ist, sondern in einer ungeheuer großen Anzahl von Wiederholungen vorliegt. Er denkt sich z. B. nicht *ein* Gas, sondern sehr viele Gasmassen, die aus gleich vielen Molekülen mit derselben Gesamtenergie bestehen, denselben äußeren Kräften unterworfen, und in Gefäße von gleichem Inhalt eingesperrt sind; wir können das eine *Menge* von Gasen nennen. Bestände die Menge aus wirklichen Gasen, so würden diese offenbar, trotz der genannten Übereinstimmung, in der Lagerung der Moleküle und in den Bewegungszuständen der einzelnen Teilchen große Unterschiede gegeneinander zeigen, und dies soll nun gleicherweise der Fall sein, wenn, wie wir uns denken müssen, die Menge nur *ein* wirkliches Gas enthält, und übrigens aus fingierten Kopien desselben besteht. Wenn wir auch jetzt eine vollkommen klare Vorstellung von dem Zustande der gesamten Menge haben wollen, so müssen wir natürlich in irgend einer Weise festsetzen, inwiefern Abweichungen von dem inneren Zustande des wirklichen Gases in den Kopien zugelassen werden sollen. Es wird sich bald zeigen, wie BOLTZMANN dies tut, wie er also die Menge von Gasen genau definiert. Seine Definition hat zur Folge, daß alle

der Beobachtung zugänglichen Größen in der großen Mehrzahl der Kopien nur unmerklich von den entsprechenden Größen in dem wirklichen Gase abweichen, und daß man also, wenn man eine solche Größe für letzteres zu berechnen wünscht, ebensogut den Mittelwert dieser Größe für alle Gase der Menge betrachten kann. Hierin liegt nun eben der Nutzen der Methode; die Berechnung des Mittelwertes ist oft leichter als die Bestimmung des Wertes für einen einzelnen bestimmten Körper.

Betrachtungen dieser Art sind am ausführlichsten von W. GIBBS in seinen „Elementary principles of statistical dynamics“ entwickelt worden, und ich werde vielleicht die längst vor dem Erscheinen dieses Buches publizierten Untersuchungen von BOLTZMANN am besten charakterisieren können, wenn ich auch einiges von GIBBS' Methode sage.

Dieser stellt sich ein beliebiges mechanisches System vor, dessen Zustand durch eine große Zahl von Koordinaten und Bewegungsmomenten bestimmt werden kann, und denkt sich dieses System sehr oft wiederholt, so daß eine Menge von Systemen, oder wie GIBBS es nennt, ein Ensemble von Systemen entsteht. Dabei schließt er jede Wechselwirkung zwischen den einzelnen Systemen aus; sie bestehen in der Menge einfach nebeneinander. Während GIBBS nun ferner annimmt, daß alle Systeme, was die äußeren Kräfte und die Lage etwaiger begrenzender Körper betrifft, genau miteinander übereinstimmen, läßt er für die Energie eines Systems weit auseinandergehende Werte zu; die Koordinaten und Momente sollen nämlich in den verschiedenen Systemen alle möglichen Werte annehmen. Man kann nun einen unendlich kleinen sich auf die Koordinaten und Momente beziehenden Spielraum wählen und die Aufmerksamkeit auf diejenigen Systeme richten, welche in diesem Spielraume liegen. Die Anzahl derselben kann man darstellen als das Produkt aus der Größe des Spielraumes und einer von den Werten der Koordinaten und Momente abhängigen Funktion, welche ich die Häufigkeitsfunktion nennen will.

Im allgemeinen wird sich nun die Häufigkeitsfunktion von Augenblick zu Augenblick ändern. Es kann aber auch vorkommen, daß sie unabhängig von der Zeit ist. Ist sie das, dann wird, statistisch betrachtet, die Menge uns in jedem Augenblick

denselben Anblick bieten, ähnlich wie die Bevölkerung eines Landes im ganzen genommen, trotz des Wechsels der Individuen, sich in einem stationären Zustande befinden kann.

Gibbs zeigt, daß dieser Fall eintritt, wenn die Häufigkeitsfunktion die Gestalt

$$A e^{-C\varepsilon}$$

hat, die, wie Sie sehen, genau mit der Verteilungsfunktion in dem Boltzmannschen Gesetze übereinstimmt. Unter ε ist jetzt die gesamte potentielle und kinetische Energie eines Systems zu verstehen und C ist eine Konstante, deren reziproker Wert in den Anwendungen die Rolle der Temperatur spielt. Eine Menge mit dieser Häufigkeitsfunktion möge nach dem Vorschlage von Gibbs eine Menge mit kanonischer Verteilung oder kürzer eine kanonische Menge heißen.

In dieser sind nun, wie gesagt, noch alle möglichen Werte der Energie vertreten. Wir können daher die Menge in kleinere Mengen oder Untergruppen von Systemen teilen, derart, daß in jeder einzelnen die Energie einen bestimmten Wert hat. Da für jedes System im Laufe seiner Bewegung die Energie konstant bleibt, so besteht jede Untergruppe fortwährend aus denselben Systemen, deren Zahl wir noch immer als ungeheuer groß betrachten wollen, und können wir sie daher für sich betrachten. So gelangen wir zu der Vorstellung von dem, was Gibbs eine mikrokanonische Menge von Systemen nennt.

Boltzmann gebührt nun das Verdienst, lange vor Gibbs die Betrachtung solcher mikrokanonischer Mengen eingeführt zu haben und zwar unter der Benennung Ergoden oder Mengen mit ergodischer Verteilung der Zustände.

Es ist von Wichtigkeit, zu bemerken, daß ebenso wie in der kanonischen Menge auch in einer ergodischen die verschiedenen Zustände nach einem ganz bestimmten Gesetz unter die Systeme verteilt sind. Man kann dieses wieder durch eine Häufigkeitsfunktion ausdrücken, und es läßt sich die Größe der jetzt in Betracht kommenden Spielräume in solcher Weise festsetzen, daß diese Häufigkeitsfunktion einfach eine Konstante wird, was zu der einfachsten Vorstellung von der ergodischen Menge führt.

Die Art und Weise, wie Boltzmann sich die Körper, deren Eigenschaften er untersuchen will, wiederholt denkt, ist hiermit

genau festgesetzt und man kann jetzt, ohne jede Unbestimmtheit oder Zweideutigkeit, die Erscheinungen bei einem einzelnen Körper dadurch berechnen, daß man diesen durch eine ergodische Menge ersetzt, und für die in Betracht kommenden Größen die Mittelwerte setzt, die sie in den verschiedenen Systemen dieser Menge haben. Damit hat BOLTZMANN uns einen Weg gezeigt, auf dem im Prinzip die Lösung jedes sich auf einen Gleichgewichtszustand beziehenden Problems der Molekularphysik gefunden werden kann. Gesetzt z. B., ein Gefäß enthalte ein System von Molekülen von irgend welcher Zusammensetzung, die in gegebener Weise aufeinander wirken, und wir wollen den auf die Wände ausgeübten Druck berechnen. Nähme man das Problem direkt in Angriff, so entstände in den meisten Fällen eine unüberwindliche Schwierigkeit daraus, daß man die mannigfachen Anordnungen der Teilchen nicht überblicken kann. Man macht es sich viel leichter, wenn man sich das Gas oftmals wiederholt denkt, so daß alle möglichen Anordnungen vorkommen, und zwar in solcher Weise, daß eine ergodische Menge entsteht, und dann den Mittelwert des Druckes in dieser Menge betrachtet. Vielleicht können wir auch so das Problem noch nicht mit unseren mathematischen Hilfsmitteln bewältigen; allein die direkte Berechnung des Druckes für das eine Gas wäre noch ungleich schwieriger. Sie würde, streng genommen, die Integration der Bewegungsgleichungen der Moleküle erfordern, und diese Integration wird bei der Betrachtung der ergodischen Menge umgangen.

Übrigens kann man ebensogut, wie mit einer ergodischen oder mikrokanonischen Menge, auch mit einer kanonischen operieren. Das eine läuft auf dasselbe hinaus wie das andere, was daher rührt, daß auch in der kanonischen Menge die große Mehrzahl der Systeme Energiewerte hat, die äußerst wenig voneinander verschieden sind, so daß sie tatsächlich von einer ergodischen Menge kaum verschieden ist. Was die Wahl zwischen den beiden Methoden betrifft, so spricht für die der ergodischen Mengen, wie mir scheint, daß sie natürlicher ist, für die Betrachtung der kanonischen Mengen dagegen, daß bei diesen die Rechnungen sich manchmal etwas einfacher gestalten.

Die Einführung von BOLTZMANNs Ergoden hat den Vorteil, daß sie es ermöglicht, den Begriff der Wahrscheinlichkeit verschiedener Anordnungen oder Zustände, dessen man sich in der Molekulartheorie so oft bedient, vollkommen scharf zu präzisieren. Es handle sich z. B. um irgend eine mit der Molekularbewegung zusammenhängende Eigenschaft eines Gases, die sich durch eine gewisse Anzahl von numerischen Werten a, b, c usw. angeben läßt. Wir betrachten das Gas als Glied einer ergodischen Menge, in deren individuellen Systemen jene Größen a, b, c usw. dann sehr verschiedene Werte haben können, und achten auf die Anzahl n der Systeme, in welchen eine bestimmte Wertkombination vorkommt. Dividiert man n durch die Anzahl aller Systeme der Menge, so erhält man einen Bruch, den man als die Wahrscheinlichkeit des Vorkommens der betreffenden Kombination definieren kann. Ferner können wir nach denjenigen Werten von a, b, c usw. fragen, für welche die Wahrscheinlichkeit am größten ist, und diese die wahrscheinlichsten Werte nennen. Hängt nun die Eigenschaft, welche durch die Zahlen bestimmt wird, mit sehr vielen Molekülen zusammen, so kommen Wertkombinationen, die irgendwie erheblich von der wahrscheinlichsten abweichen, in der Menge nur sehr selten vor; man darf dann annehmen, daß auch das wirkliche Gas eben diese wahrscheinlichste Kombination zeige. In diesem Sinne kann man sagen, das wirkliche Gas befinde sich in dem wahrscheinlichsten Zustande. BOLTZMANN hat eine sehr bemerkenswerte Ableitung der Zustandsverteilung in einem Gase gegeben, die auf diesem Grundgedanken beruht.

Ich komme jetzt zu einer der schönsten Entdeckungen BOLTZMANNs, dem sogenannten H-Theorem. Die Beweise für das Gesetz der Zustandsverteilung unter Gasmoleküle, an welche ich Sie zuerst erinnert habe, liefen darauf hinaus, daß die Existenz einer Verteilungsfunktion von der oft genannten exponentiellen Gestalt als hinreichende Bedingung für die Unveränderlichkeit des Zustandes dargestellt wurde. Es erhebt sich nun aber die Frage, ob man mit der Ermittelung jener Verteilungsfunktion auch den einzig möglichen stationären Zustand gefunden habe. BOLTZMANN hat bewiesen, daß dies wirklich so ist. Zu diesem

Zwecke denkt er sich einen ganz beliebigen Zustand des Gases, und führt für diesen eine gewisse, gewöhnlich mit H bezeichnete Größe ein, durch eine Definition, die wir in folgender Weise in Worte einkleiden können. Wir bilden zunächst die Verteilungsfunktion und nehmen den Logarithmus derselben, den wir den Verteilungsexponenten nennen können. Wie die Verteilungsfunktion selbst hängt er von den Größen ab, welche Lage und Bewegung der Moleküle bestimmen, und wir können daher jedem Molekül den ihm entsprechenden Wert des Verteilungsexponenten zuordnen. Die Größe H ist einfach die auf alle Moleküle ausgedehnte Summe ihrer Verteilungsexponenten.

Durch eine Betrachtung der Zusammenstöße zeigt BOLTZMANN nun, daß die Größe H durch dieselben nicht geändert wird, wenn die Verteilung der Zustände durch das MAXWELLsche bzw. das von ihm selbst herrührende Gesetz gegeben ist, daß sie aber in jedem anderen Falle durch die Stöße verkleinert wird. Daraus folgt, daß in keinem anderen Falle als dem früher gefundenen der Zustand des Gases stationär sein kann, und es wird ersichtlich, wie ein beliebiger Anfangszustand unter fortwährender Abnahme des H-Wertes in den stationären Zustand, für welchen H ein Minimum ist, übergeht.

Bei dem Beweis für ein mehratomiges Gas wird die früher erwähnte Schwierigkeit, die in der Betrachtung der entgegengesetzten Zusammenstöße lag, durch einen glücklichen Kunstgriff überwunden.

Das H-Theorem hat lebhafte Kontroversen hervorgerufen. Man hat nämlich gegen dasselbe den Umstand geltend gemacht, daß man sich Zustände eines Gases denken kann, in welchen die Zusammenstöße den H-Wert zu vergrößern, statt zu verkleinern streben. Um einen solchen Fall zu erhalten, hat man sich nur vorzustellen, daß in einem bestimmten Augenblick alle Geschwindigkeiten in dem Gase umgekehrt werden; die Bewegungen werden dann rückläufig und wenn H vorher abnahm, so muß es jetzt zunehmen. BOLTZMANN erwidert hierauf, daß sein Beweis auch nicht für alle Zustände gelte, sondern nur für solche, die molekular ungeordnet sind, denn nur für diese könne die Anzahl der Zusammenstöße in der üblichen Weise berechnet werden. Der durch Umkehrung der Geschwindigkeiten erhaltene Zustand

sei eben nicht mehr molekular ungeordnet. Es sei aber höchst unwahrscheinlich, daß je in einem wirklich bestehenden Zustande H zunehme, und wenn dies vielleicht auf kurze Zeit geschähe, so müßte doch auf die Dauer bei dem Wirrwar der molekularen Bewegungen alle Ordnung verloren gehen und H wieder abnehmen.

Leider kann ich weder auf die gegen das H-Theorem vorgebrachten Einwände, noch auf die ausführlichen Widerlegungen von BOLTZMANN näher eingehen. Überhaupt habe ich, weil ich mich in meiner gedrängten Darstellung auf die Hauptzüge beschränken mußte, vielleicht zu viel die Vorstellung erweckt, daß BOLTZMANNS Resultate sehr einfach seien. In der Tat, sie sind auch einfach, jetzt da wir sie einmal besitzen, allein darüber dürfen wir nicht vergessen, wieviel Aufwand von Scharfsinn für die Entdeckung seiner Sätze nötig war, und mit wie großer Ausdauer BOLTZMANN Jahre hindurch sein Ziel verfolgt und mit den Schwierigkeiten, die sich ihm entgegenstellten, gerungen hat.

Mit dem H-Theorem haben wir uns dem zweiten Hauptsatze der Thermodynamik genähert, einem Thema, das BOLTZMANN oft behandelt hat. Der Satz, nach welchem sich, wenn die Zustände molekular ungeordnet sind, die Größe H nur in einer einzigen Richtung ändern kann, so daß die Größe $-H$ nie abnimmt, erinnert sofort an die Eigenschaft der Entropie, in einem sich selbst überlassenen System nie kleiner werden zu können, und in der Tat stimmt für ein Gas, das sich im Gleichgewicht befindet, der Wert von $-H$ bis auf einen konstanten Faktor mit dem der Entropie überein.

Ich muß wieder darauf verzichten, im einzelnen die Art und Weise zu schildern, wie BOLTZMANN den zweiten Hauptsatz in mehreren Abhandlungen molekulartheoretisch begründet hat, und kann Sie nur daran erinnern, daß er das richtige Verständnis des Satzes dadurch sehr gefördert hat, daß er ihn nachdrücklich als einen Wahrscheinlichkeitssatz bezeichnet, der sich nur deshalb in den Erscheinungen bewähre, weil alle Körper aus einer ungeheuer großen Zahl von Molekülen bestehen. Indem BOLTZMANN diesen allgemeinen Gedanken durch seine Identifizierung der Größe $-H$ mit der Entropie präzisiert hat, war er auch der erste, der uns zeigte, wie nun eigentlich die Entropie durch den

inneren Zustand eines Körpers bestimmt sei, woraus natürlich sofort dasselbe für die mit ihr zusammenhängenden Größen, für die freie Energie und das thermodynamische Potential folgt. Besonders muß ich ferner hervorheben, daß BOLTZMANN mit seinem H-Theorem über die klassische Thermodynamik hinausgeht. Diese letztere kann die Entropie nur für Systeme definieren, die einen unveränderlichen Zustand angenommen haben, sowie für solche, die aus verschiedenen Phasen zusammengesetzt sind, deren jede, für sich betrachtet, einen stationären Zustand hat, obgleich sie vielleicht nicht miteinander im Gleichgewichte sind. Wenn man dagegen die Größe $-H$ als Entropie definiert, so verbindet man mit diesem Worte auch dann einen klaren Begriff, wenn der innere Zustand eines Gases kein stationärer ist. Hierin zeigt sich wieder die Überlegenheit der Atomistik über eine phänomenologische Theorie, wie man die klassische Thermodynamik nennen kann.

Übrigens ist das H-Theorem von großer Tragweite; es läßt sich auf alle Körper ausdehnen, die aus getrennten Molekülen bestehen. Es zeigt genau, wie die Entropie zunimmt, wenn unter dem Einfluß der Schwerkraft ein Gas, das ursprünglich einen Raum gleichmäßig füllt, unten eine größere Dichte annimmt als oben. Ebenso läßt es uns erkennen, um wieviel die Entropie eines Gasgemisches, wie BOLTZMANN es oft behandelt hat, von der Entropie der ungemischten Bestandteile verschieden ist. Es ergibt sich dabei der bekannte, oft als GIBBSsches Paradoxon bezeichnete Satz.

Ich habe mich bei BOLTZMANNS molekulartheoretischen Arbeiten so lange aufgehalten, weil diese wohl die wichtigsten von allen sind. Bewundernswert sind aber auch seine Beiträge zur modernen Elektrizitätslehre. Er war ein begeisterter Anhänger der MAXWELLschen Theorie und hat ihre Weiterentwickelung und Verbreitung sehr gefördert. In erster Linie denke ich da an seine schönen, in zwei Teilen erschienenen Vorlesungen über MAXWELLS Theorie der Elektrizität und des Lichtes. Bei seiner ausgesprochenen Tendenz zu einer mechanischen Auffassung der Naturerscheinungen war es natürlich, daß speziell die Kapitel in MAXWELLS Treatise, wo die Erscheinungen bei stromdurch-

flossenen Leitern als Bewegungen in einem dynamischen System von unbekannter Zusammensetzung aufgefaßt werden, ihn anzogen. In seinen Vorlesungen wählt er dies zum Ausgangspunkt. Betrachtungen über die Dynamik zyklischer Systeme, die an verschiedenen mechanischen Beispielen erläutert werden, bilden den Anfang des Buches, und es wird gezeigt, daß in einem System zweier Stromleiter Vorgänge sich abspielen, die genau denjenigen entsprechen, welche in bizyklischen Systemen möglich sind. Daher gelingt es auch, die Selbstinduktion, die gegenseitige Induktion und die elektrodynamischen Wirkungen an einem sinnreich konstruierten Modell zu erläutern, welches sich dadurch auszeichnet, daß die drei Größen, welche die Koeffizienten in dem Ausdruck für die magnetische Energie vertreten, jede für sich, unabhängig von den beiden anderen, geändert werden können. Auf der so gelegten Grundlage wird nun ferner das ganze System der Vorstellungen und Gleichungen der modernen Elektrizitätslehre in strenger Konsequenz aufgebaut.

Was Boltzmann von dem Zwecke seiner mechanischen Illustrationen sagt, entspricht wieder ganz seinen allgemeinen Anschauungen. Die Modelle sind ihm nur sinnbildliche Darstellungen der Erscheinungen; sie seien aber in hohem Grade geeignet, diese dem Verständnis näher zu bringen und die Aufmerksamkeit auf dasjenige in denselben zu lenken, was uns am meisten interessieren muß. Höher wird noch der Wert eines Modells, wenn es auf verschiedene Erscheinungsgebiete paßt und also das diesen Gemeinsame zum Ausdruck bringt. Mit Vorliebe verweilt daher Boltzmann bei der Analogie zum zweiten Hauptsatz der Thermodynamik, welche sich bei der Behandlung monozyklischer Systeme ergibt. In dieser Auseinandersetzung, der er auch eine eigene Abhandlung gewidmet hat, schließt er sich den bekannten Untersuchungen von Helmholtz über die Statik monozyklischer Systeme an. Andererseits, wenn man stets im Auge behält, daß man es nur mit Illustrationen zu tun hat, so wird man auch einem bestimmten Modell keinen zu hohen Wert beilegen und sich nicht scheuen, gelegentlich verschiedene Modelle für dieselben Erscheinungen zu erfinden. In dieser Hinsicht ist es bemerkenswert, daß Boltzmann im zweiten Teile des Buches die Grundgleichungen aus einer mechanischen Vorstellung ableitet, die von

der im ersten Teile zugrunde gelegten weit verschieden ist. Während dort die elektrische Energie als potentielle und die magnetische Energie als kinetische aufgefaßt wurde, macht er es jetzt gerade umgekehrt, eine Betrachtungsweise, die er auch in einer Abhandlung ausführlich auseinandergesetzt hat.

Im weiteren Verlaufe des zweiten Teiles seines Buches läßt BOLTZMANN auch den alten Fernwirkungstheorien Recht widerfahren und führt er in bildlicher Weise die Vorstellung der elektrischen und sogar der magnetischen Fluida ein, denen er indes noch wohl etwas weniger Realität zuschreibt als dem Mechanismus, dessen Betrachtung ihn zu den Grundgleichungen geführt hat.

Jetzt, da ich von den elektrischen Fluida gesprochen habe, darf ich auch BOLTZMANNS Theorie des Halleffektes nicht vergessen. Er zeigte, daß diese Erscheinung sich in der Voraussetzung einer einzigen bewegten Elektrizität in einfachster Weise erklären läßt, und daß man aus der Größe des Effektes die Geschwindigkeit der strömenden Elektrizität ableiten kann. Diese Geschwindigkeit bestimmt nämlich die Kraft, welche durch das äußere magnetische Feld ausgeübt wird, und die von HALL entdeckte Erscheinung zur Folge hat. Man kann diese Betrachtung sofort in die Sprache der heutigen Elektronentheorie übersetzen, und wir müssen daher BOLTZMANN die Ehre geben, zum ersten Male die Geschwindigkeit der einen Strom konstituierenden Elektronenbewegung bestimmt zu haben.

Die Untersuchungen über Thermoelektrizität und über die sogenannte Elektrostriktion will ich nur kurz nennen, um jetzt aus dem reichen Vorrat noch eine wahre Perle der theoretischen Physik auszusuchen, die von BOLTZMANN aufgefunden worden ist. Es handelt sich hierbei um die Theorie der Wärmestrahlung. Als BARTOLI die Bemerkung gemacht hatte, daß gewisse Erscheinungen bei strahlenden Körpern dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik zu widersprechen scheinen, sah BOLTZMANN sofort, wie man einem solchen fatalen Schlusse entgehen kann. Indem er den nach MAXWELLS Theorie von den Strahlen ausgeübten Druck berücksichtigte, gelang es ihm, nicht nur vollständige Übereinstimmung mit dem zweiten Hauptsatze zu erzielen, sondern auch geradezu aus diesem das von STEFAN

ausgesprochene Gesetz zu deduzieren, nach welchem die Gesamtstrahlung eines schwarzen Körpers der vierten Potenz der absoluten Temperatur proportional ist.

Ich kann mir nicht versagen, Ihnen die zu diesem Ergebnis führende Schlußfolgerung ganz kurz in etwas vereinfachter Form vorzuführen. Gesetzt, die Innenwände eines Zylinders und eines in demselben verschiebbaren Stempels seien vollkommen spiegelnd, und im abgeschlossenen Raume befinde sich ein schwarzer Körper, umringt von Äther, in welchem dann die sogenannte schwarze Strahlung bestehen wird. Der Zustand dieses Systems ist durch die Temperatur des schwarzen Körpers und das unter dem Stempel befindliche Volum völlig bestimmt; ferner enthält es eine gewisse Energie und wird auf den Kolben ein bestimmter Druck ausgeübt. Denken wir uns, daß dem schwarzen Körper in irgend einer Weise von außen Wärme zugeführt oder entzogen werden kann, so können wir mit dieser fingierten Vorrichtung genau so verfahren, wie man es in der Thermodynamik mit einem Gase oder sonst einem Körper zu tun pflegt.

Wir dürfen die bekannte allgemeine thermodynamische Gleichung anwenden, welche einerseits den Druck in seiner Abhängigkeit von der Temperatur enthält, andererseits die Änderung der Energie bei isothermischer Ausdehnung. Zieht man den Satz heran, nach welchem der numerische Wert des Druckes durch den dritten Teil der pro Volumeinheit vorhandenen Strahlungsenergie bestimmt wird, so gelangt man sofort zu dem Stefanschen oder, wie wir jetzt auch wohl sagen dürfen, zu dem Boltzmannschen Gesetz.

Daß dieses sich später, nachdem ein schwarzer Körper realisiert worden war, in der schönsten Weise bei den Messungen von Lummer und Pringsheim bewährt hat, brauche ich nicht zu sagen. Interessant ist es aber, bei Boltzmann zu lesen, daß er schon längere Zeit die experimentelle Untersuchung der Wärmestrahlen teils im ganzen, teils zum Zwecke spektraler Zerlegung begonnen habe, indem er die Strahlung eines rings mit gleichtemperierten Wänden umgebenen Raumes aus einem kleinen Loche oder Spalte dieser Wände für die eines schwarzen Körpers substituierte. Er fügt hinzu, das dabei benutzte Prinzip rühre von Christiansen her.

Die Ableitung des STEFANschen Gesetzes war der erste große Fortschritt, der seit KIRCHHOFF in der Strahlungstheorie gemacht wurde. Als dann W. WIEN neun Jahre nachher sein Verschiebungsgesetz entdeckt hatte, hatte man es soweit gebracht, als es überhaupt mit Hilfe der Sätze der Thermodynamik und der allgemeinen elektromagnetischen Theorie möglich war, und war der Punkt erreicht, wo die speziellen Strahlungstheorien, welche auf bestimmten Vorstellungen über den Mechanismus der Erscheinungen beruhen, einzusetzen hatten.

Dem Bilde, das ich Ihnen entworfen habe, fehlen noch einige Züge. Ich muß eines der Hauptresultate von BOLTZMANNS molekulartheoretischen Arbeiten in ein besseres Licht rücken, um seine große Tragweite hervortreten zu lassen; daneben muß ich aber auch der Schwierigkeiten gedenken, auf die man gerade bei weiterer Verfolgung jenes Resultates gestoßen ist.

Sobald wir für einen aus Molekülen zusammengesetzten Körper die Verteilungsfunktion kennen, können wir manche interessante Schlüsse daraus ableiten. Aus der Formel für das MAXWELLsche Gesetz z. B. berechnen wir die mittlere kinetische Energie eines einatomigen Gasmoleküls; für diese erhält man den Wert

$$\frac{3}{2\,C},$$

wenn C die in der Formel auftretende Konstante ist. Das Resultat gilt auch für ein Gemenge zweier Gase und für eine der Schwerkraft unterworfene Masse. Die mittlere kinetische Energie eines Moleküls ist auf jeder Höhe dieselbe und hat für den einen Bestandteil den gleichen Wert wie für den anderen. Ähnliches ergibt sich, wenn solche äußere Kräfte auf eine Mischung wirken, daß die Bestandteile auseinandergetrieben werden, und so ist man dazu gekommen, in der Gleichheit jener mittleren Molekularenergie das Kriterium für die Gleichheit der Temperatur zu erkennen. Für alle Gase kann man, wenn T die Temperatur ist, die Energie pro Molekül mit αT bezeichnen, wo der Koeffizient α eine universelle Konstante ist, und für jedes Gas hat C den Wert

$$\frac{3}{2\,\alpha T}.$$

BOLTZMANNs Resultate gestatten uns nun noch viel weiter zu gehen; wir dürfen nämlich für alle Körper der Konstante C in der Verteilungsfunktion den genannten Wert beilegen. Handelt es sich um ein mehratomigen Gas, so können wir die Lage und die Konfiguration jedes Moleküls durch eine gewisse Anzahl, sagen wir durch n allgemeine Koordinaten, bestimmen und bei geeigneter Wahl derselben die kinetische Energie als die Summe von n Teilen darstellen, deren jeder von der Änderungsgeschwindigkeit einer Koordinate abhängt, oder, wie man zu sagen pflegt, einem Freiheitsgrade des Moleküls entspricht. Jeder dieser Teile hat nun im Mittel den Wert $1/_3\ \alpha T$ und zwar gilt dies noch bei sehr verschiedener Wahl der Koordinaten. Also, wenn die rechtwinkligen Koordinaten des Schwerpunktes für drei der Koordinaten genommen werden, so finden wir, daß auch in einem mehratomigen Gase die kinetische Energie der fortschreitenden Bewegung eines Moleküls im Mittel αT beträgt; zu dieser gesellt sich dann noch die Energie der Bewegung der Atome gegen den gemeinschaftlichen Schwerpunkt. Ebensogut kann man aber auch sagen, jedes Atom habe die mittlere kinetische Energie αT.

Statt von den Freiheitsgraden der einzelnen Moleküle, kann man von denen eines ganzen Körpers sprechen; für den Gesamtwert der kinetischen Energie wird sich der richtige Wert herausstellen, wenn man für jeden Freiheitsgrad den Betrag $1/_3\ \alpha T$ in Anschlag bringt, und sogar ist in jedem System von Körpern, wenn Gleichgewicht besteht, die kinetische Energie gleichmäßig über alle Freiheitsgrade verteilt. Greift man aus einem Gase oder einer Flüssigkeit eine beliebige Gruppe von Teilchen heraus, so wird der Bewegung des Schwerpunktes dieser Gruppe, wenn man den Versuch oft wiederholt, im Durchschnitt wieder die Energie αT entsprechen. Mit der Ausbreitung auf ganze Systeme hängt es zusammen, daß auch die Konstante C in der Häufigkeitsfunktion für eine kanonische Menge von Systemen den Wert $\frac{3}{2\,\alpha T}$ hat.

Diese Sätze sind in älteren und neueren Theorien vielfach zur Anwendung gekommen. VAN DER WAALS schreibt den Molekülen einer Flüssigkeit immer die gleiche kinetische Energie, wie denen eines Gases zu, und ebenso geht man längst in der Theorie

der Lösungen, was die Teilchen der gelösten Substanz betrifft, zu Werke. Für dissoziierte Stoffe, seien es Gase oder gelöste, in Ionen zerfallende Substanzen, nimmt man stets an, daß den Teilmolekülen bzw. den Ionen der normale Betrag an kinetischer Energie zukommt. Dieselbe Hypothese, auf die freien Elektronen in den Metallen angewandt, bildet eine der Grundlagen der schönen von DRUDE entwickelten Theorie der Wärme- und Elektrizitätsleitung, und die universelle Konstante α erscheint ebenfalls in PLANCKs Theorie der Wärmestrahlung, welche es ermöglicht hat, ihren Wert und damit die Größe der Atome und Moleküle aus den Versuchen über die Strahlung abzuleiten. Ich schließe die Reihe mit der originellen Betrachtung von JEANS über die schwarze Strahlung. Um die Energie derselben, welche dem Intervall zwischen zwei Wellenlängen entspricht, zu ermitteln, bestimmt er einfach für einen mit Äther gefüllten Hohlraum mit vollkommen spiegelnder Innenwand die Anzahl der stehenden Wellensysteme, deren Wellenlänge zwischen den gewählten Grenzen liegt. Da jedem stehenden Wellensystem ein Freiheitsgrad des Äthers entspricht und bei Schwingungen die kinetische und die potentielle Energie gleiche Werte haben, wird jedem Wellensystem die Energie $^2/_3\,\alpha T$ zugeordnet. Das Resultat stimmt, was die längeren Wellen betrifft, genau mit PLANCKs Formel überein.

Wenn wir dies alles erwägen, so können wir es kaum verstehen, daß BOLTZMANN sich 1899 der Münchener Naturforscherversammlung als einen Reaktionär, einen Zurückgebliebenen vorstellte, der gegenüber den Neuerern für das Alte, Klassische schwärmt, und daß er, nachdem er an die mechanische und atomistische Auffassung erinnert hatte, die zu seiner Studienzeit gang und gäbe war, sagte: „Was hat sich seitdem alles verändert! Fürwahr, wenn ich auf alle diese Entwickelungen und Umwälzungen zurückschaue, so erscheine ich mir wie ein Greis an Erlebnissen auf wissenschaftlichem Gebiete! Ja, ich möchte fast sagen, ich bin allein übrig geblieben von denen, die das Alte noch mit voller Seele umfaßten, wenigstens bin ich der einzige, der noch dafür, soweit er es vermag, kämpft.“

Das Alte, von dem BOLTZMANN spricht, ist in unseren Tagen, dank ganz besonders auch seinem Wirken, zu neuem, kräftigem

Leben aufgeblüht und, wenn auch das Gewand sich geändert hat und gewiß im Laufe der Zeiten noch vielfach ändern wird, so dürfen wir doch hoffen, daß es niemals der Wissenschaft verloren gehen wird.

Mit der inneren Energie der Gase hängt bekanntlich der Wert der spezifischen Wärme und des Verhältnisses der spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und bei konstantem Volum aufs engste zusammen. Haben die Moleküle, außer den drei Freiheitsgraden des Schwerpunktes, noch p weitere, so berechnet sich das Verhältnis zu $\frac{5+p}{3+p}$. Für $p = 0$ führt dies zu dem Wert, den man experimentell für einatomige Gase gefunden hat, und Boltzmann bemerkt, daß man für zweiatomige Gase, wie z. B. Sauerstoff, eine leidliche Übereinstimmung erreicht, wenn man ihre Moleküle als vollkommen glatte und starre Rotationskörper von nicht kugeliger Gestalt betrachtet. Bei solchen kann eine Rotation um die Symmetrieachse durch die Zusammenstöße nicht entstehen, und wenn sie einmal vorhanden ist, nicht geändert werden; man hat daher $p = 2$ zu setzen, was für den Bruch den Wert 1,4 ergibt. Wenn man dagegen für jedes Atom drei Freiheitsgrade rechnet, so fällt der Wert des Verhältnisses zu klein aus, eine Abweichung, die um so größer wird, je komplizierter die Struktur der Moleküle ist. Und wollte man vollends bei einem Gase die Anzahl der voneinander unabhängigen Bewegungen im Innern eines Moleküls so groß annehmen, wie man es auf Grund der Anzahl der Spektrallinien erwarten könnte, dann erhielte man ein viel zu kleines Resultat für das gesuchte Verhältnis.

Hier zeigte sich zum ersten Male die Schwierigkeit, auf die ich bereits anspielte und die im allgemeinen darin besteht, daß die Erscheinungen so hohe Werte der inneren Energie, wie man auf Grund des Gesetzes der gleichmäßigen Verteilung und der Anzahl der wahrscheinlich vorhandenen Freiheitsgrade erwarten müßte, nicht zulassen. Hierher können wir z. B. die neuerdings von J. J. Thomson geäußerte Bemerkung rechnen, daß die Anzahl der freien Elektronen, die man nach gewissen Theorien in einem Metalle annehmen muß, einen viel zu großen Wert der spezifischen Wärme erfordern würde.

Am bedenklichsten sind die Folgerungen, zu welchen man in der Theorie der Strahlung geführt wird, wobei man übrigens den Ausweg hat, daß das Gesetz der gleichmäßigen Verteilung der Energie eigentlich für den Äther nicht bewiesen ist. Will man es mit JEANS annehmen und betrachtet man den Äther als ein Kontinuum, so muß man einer endlichen Äthermenge eine unendliche Anzahl von Freiheitsgraden zuschreiben, während die Atomzahl eines ponderablen Körpers jedenfalls endlich ist; daher kann, auch in einem abgeschlossenen System, Gleichgewicht nur dann eingetreten sein, wenn alle Energie, und zwar in der Form sehr kurzer Wellen, in den Äther übergegangen ist.

BOLTZMANN hat bereits angegeben, in welcher Weise man diese Schwierigkeiten loswerden könnte. Man kann annehmen, daß einige Freiheitsgrade so lose mit den anderen gekoppelt sind, daß sie, wenn dem System Energie zugeführt wird, nur äußerst langsam den ihnen gebührenden Anteil davon erhalten. Wiche z. B. die Gestalt elastischer Gasmoleküle nur außerordentlich wenig von einem Rotationsellipsoid ab, so würde sich die Rotation um die Symmetrieachse bei einem Zusammenstoß auch nur sehr wenig ändern und wäre es denkbar, daß während der Dauer eines Versuches die dieser Rotation entsprechende kinetische Energie so gut wie konstant bliebe. Einer der Freiheitsgrade wäre dann gleichsam ineffektiv. Einer ähnlichen Auffassung bedient sich auch JEANS in der Strahlungstheorie.

Ob man indessen auf diese Weise allen Beobachtungen gerecht werden könne, bleibt fraglich, und wirklich scheint mir hier ein dunkler Schatten auf dem sonst in mancher Beziehung so sonnigen Felde der theoretischen Physik zu ruhen. Auch an anderen Stellen häufen sich Fragen, die es wohl erst nach langer Anstrengung möglich sein wird, der Lösung näher zu bringen.

Der Gedanke an das, was BOLTZMANN mit seiner reichen Begabung noch für die Vertiefung und Erweiterung unserer Einsicht hätte tun können, erhöht den Schmerz, den uns sein Hinscheiden bereitet hat. Jedoch, in unsere Trauer mischt sich das Gefühl der Dankbarkeit für das von ihm Errungene, für die Beseelung, die von ihm ausgegangen ist, für das Beispiel der Hingebung an sein Ideal, das er uns gegeben hat.

☛ Diesem Hefte sind beigegeben: Ein Prospekt der Verlagsbuchhandlung von **Friedr. Vieweg & Sohn** in **Braunschweig,** betr. ***La Cour,*** **Leerlauf- und Kurzschlußversuch in Theorie und Praxis.**

Jahrg. 5 **Heft 12**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik

Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten



Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. | **30. Juni 1907.** | **Nr. 12.**

Sitzung vom 31. Mai 1907.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

Hr. **G. Berndt** berichtet:

Über den Einfluß des Magnetfeldes auf den Widerstand von Elektrolyten

sowie ferner über:

Ein empfindliches Hitzdrahtinstrument.

Als Mitglied wurde in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Ingenieur HARRY BÜRGER, Zürich V, Plettenstr. 48.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. KIEBITZ.)

Über den Einfluſs des Magnetfeldes auf den Widerstand von Elektrolyten[1];

von G. Berndt.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 31. Mai 1907.)

(Vgl. oben S. 239.)

Der Einfluß des Magnetfeldes auf den Widerstand von Elektrolyten ist meines Wissens zuerst von NEESEN[2]) an Lösungen von Eisenchlorid untersucht worden. Seine Messungen (mit Gleichstrom) in verhältnismäßig schwachen Feldern führten zu dem Resultat, daß, falls die Röhre senkrecht zu den Kraftlinien stand, kein Einfluß zu konstatieren sei, falls parallel eine Verringerung des Widerstandes eintrete. Dann fand BAGARD[3]) an Kupfersulfatlösungen in einem Felde von etwa 5000 Gauss bei äquatorialer Stellung eine Widerstandsvermehrung von etwa 1 Proz. Beide Beobachtungen sind aber nicht einwandfrei, da der Widerstand mit Gleichstrom gemessen und außerdem keine Rücksicht auf Konstanthaltung der Temperatur genommen wurde, was gerade bei Elektrolyten sehr notwendig. Letzteres erreichte ich, indem ich das Widerstandsgefäß in eine kleine Cavendishröhre mit siedendem Äther setzte, ein sehr naheliegendes Verfahren, das aber bis jetzt meines Wissens bei Elektrolyten noch nicht Anwendung gefunden. Dadurch gelang es, auf kurze Zeit die Temperatur soweit konstant zu halten, trotz der geringen Dimensionen, an die man im Magnetfelde gebunden ist, daß ich an der auf 10 m und zum Teil auf 100 m verlängerten Drahtbrücke eine Einstellungsgenauigkeit von $^1/_{10}$ mm erreichen konnte, entsprechend $^1/_{250}$ bzw. $^1/_{2500}$ Proz.

Selbstverständlich erfolgten die Messungen mit Wechselstrom und einem sehr empfindlichen Telephon. Es wurde versucht, ob

---

[1]) Vorläufige Mitteilung; die ausführliche Arbeit wird an anderer Stelle erscheinen.

[2]) F. NEESEN, Wied. Ann. **23**, 482, 1884.

[3]) H. BAGARD, C. R. **129**, 152, 1899.

sich durch die Anordnung von UBISCH[1]) (Galvanometer als Nullinstrument, indem ein mit der Wechselstromquelle mechanisch gekoppeltes Mikrophon vorgeschaltet wird) größere Empfindlichkeit erzielen ließ, doch erwies sich das Telephon dem überlegen. Das Feld wurde von einem Hufeisenelektromagneten mit quadratischen Polschuhen geliefert; bei dem verwendeten Polabstand von 16 mm wurden im Maximum 3000 Gauss erzielt. Das Elektrolytgefäß stand senkrecht zu den Kraftlinien.

Bei allen untersuchten Lösungen (Nickelsulfat, Nickelnitrat, Eisensulfat, Eisenchlorid, Kobaltnitrat, Kupfersulfat, Brechweinstein, Wismutnitrat, letzteres unter Zusatz von Salpetersäure) ergab sich im Magnetfelde bis auf $^1/_{10}$ mm dieselbe Einstellung wie ohne Magnetfeld (bei Wismutnitrat war die Genauigkeit der Einstellung nur $^1/_1$ mm). Die Beobachtungen wurden in der Weise angestellt, daß zunächst ohne, dann mit und sodann wieder ohne Magnetfeld beobachtet wurde; benutzt wurden nur die Beobachtungen, bei welchen die beiden Messungen ohne Magnetfeld innerhalb der angegebenen Genauigkeitsgrenze übereinstimmten. Der Einfluß des Magnetfeldes ist also kleiner als $^1/_{250}$ Proz. (bei Wismut kleiner als $^1/_{25}$ Proz.).

Falls man der Ansicht ist, daß der Einfluß des Magnetfeldes auf den Widerstand durch molekulare Umlagerungen bedingt ist, dürften Flüssigkeiten keine Widerstandsänderung erleiden. Damit wäre das obige negative Resultat erklärt. Um diese Frage zu prüfen, untersuchte ich Quecksilber und Wismut in einer engen Kapillare (Durchmesser 0,25 mm für Hg, 0,50 mm für Bi). Bei diesen haben DRUDE und NERNST[2]) einen Einfluß gefunden, dessen Größe aber, wenigstens beim Quecksilber, von der Stärke des zur Messung verwendeten Stromes abhängt, so daß sie selbst der Ansicht sind, daß der beobachtete Einfluß durch elektrodynamische Einwirkungen zu erklären sei. Der Durchmesser der von ihnen benutzten Kapillare ist nicht angegeben, scheint aber verhältnismäßig groß gewesen zu sein. Meine Beobachtungen (mit Gleichstrom) ergaben, daß der Einfluß des Magnetfeldes auf den Widerstand des Quecksilbers kleiner als $^1/_{2500}$ Proz. ist. Beim Wismut zeigte sich dagegen eine Widerstandsvermehrung von

[1]) G. v. UBISCH, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 61, 1907.
[2]) DRUDE und NERNST, Wied. Ann. 42, 573, 1891.

$^1/_{280}$ Proz. (Temperatur etwa 420°), die mit wachsender Temperatur bis auf $^1/_{400}$ Proz. abnahm (Temperatur etwa 500°). DRUDE und NERNST finden bei 8000 Gauss und 290° 0,41 Proz. Ob die Differenz gegen meine Beobachtung (beide auf gleiches Magnetfeld bezogen) sich allein durch die Temperatur erklärt, erscheint fraglich; inwiefern elektrodynamische Einflüsse mitwirken, läßt sich nach dem Obigen nicht übersehen, doch glaube ich, daß bei dem von mir gewählten Durchmesser dieselben keine Rolle mehr spielen können. Dagegen halte ich eine andere Erklärung für möglich. Bei der Messung traten Thermoströme auf, wahrscheinlich hervorgerufen durch ungleiche Temperaturverteilung. Ich bin deshalb der Ansicht, daß die beobachtete Einwirkung des Magnetfeldes nicht auf den Widerstand, sondern auf die thermoelektromotorische Kraft erfolgte, daß also Flüssigkeiten im Magnetfelde keine Widerstandsänderungen zeigen.

Im Anschlusse daran möchte ich noch mitteilen, daß beim Nickel keine Unterschiede zwischen dem Gleich- und Wechselstromwiderstand, sei es innerhalb oder außerhalb des Magnetfeldes, bestehen, wie solche beim Wismut beobachtet sind; jedenfalls ist auch dieser Unterschied kleiner als $^1/_{250}$ Proz.

Die Versuche sollen bei axialer Stellung des Widerstandsgefäßes fortgesetzt werden.

Cöthen (Anhalt), Physik. Laboratorium des Polytechnikums,
Mai 1907.

Ein empfindliches Hitzdrahtinstrument;
von G. Berndt.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 31. Mai 1907.)
(Vgl. oben S. 239.)

Für die Messung von Hochfrequenzströmen liegt Bedürfnis nach einem Instrument von geringem inneren Widerstande vor, dessen Angaben nach Möglichkeit von der Wechselzahl unabhängig sein müssen. Es ist von vornherein klar, daß nur ein Hitzdrahtinstrument diesen Anforderungen genügen kann. Bei diesem mißt man auf geeignete Weise die durch die Stromwärme hervorgebrachte Verlängerung eines Drahtes, meist aus Silber. Die Temperatur des Drahtes, welcher die Verlängerung proportional ist, bestimmt sich daraus, daß die von dem Draht durch Leitung und Strahlung pro Sekunde abgegebene Wärmemenge gleich der in der Sekunde entwickelten Jouleschen Wärme ist. Im Vakuum wird man also bei derselben Stromstärke eine weit höhere Temperatur und damit eine weit größere Empfindlichkeit erwarten dürfen, da dort die Leitungsverluste auf ein Minimum reduziert sind.

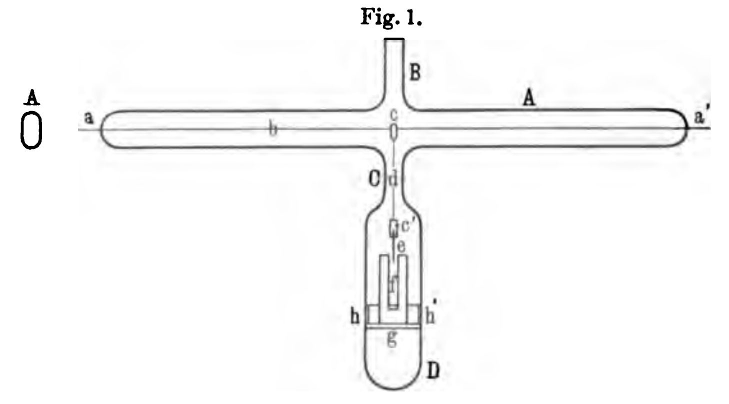
Vorversuche mit einem Instrument von Hartmann & Braun ergaben, was zu erwarten war, daß bis zu Drucken von 1 mm herab die Empfindlichkeit nicht wesentlich wuchs. Für eine konstante Stromstärke von 0,57 Amp. ergaben sich die folgenden Ausschläge:

Druck mm	Ausschlag Skalenteile
760	75
180	91
2	99
1	100

Ein besseres Vakuum war hier nicht zu erzielen, da die Metallteile zu viel okkludiertes Gas enthielten.

Inzwischen war ich von geschätzter Seite darauf aufmerksam gemacht worden, daß schon KEMPF-HARTMANN ähnliche Versuche angestellt hatte[1]). Dieser schmolz einen dünnen Platindraht in ein Glasrohr, belastete ihn in der Mitte durch ein kleines Gewicht und beobachtete an diesem die Durchbiegung des Hitzdrahtes mittels einer Millimeterskala. Diese Anordnung behielt ich bei meinen weiteren Versuchen bis zu einem gewissen Grade bei, doch brachte ich eine Reihe von Verbesserungen daran an. Der Platindraht wurde wegen seines geringen Längenausdehnungskoeffizienten durch einen Silberdraht ersetzt. Silber besitzt zwar nicht den größten Ausdehnungskoeffizienten von den Metallen,

Fig. 1.



hat aber verhältnismäßig hohen Schmelzpunkt und vor allem gute Leitfähigkeit. Die Genauigkeit der Ablesung wurde bedeutend erhöht durch Verwendung eines Mikroskops mit Okularmikrometer (1 Skalenteil gleich $^1/_{20}$ mm). Schließlich wurde das Belastungsgewicht gleichzeitig für elektromagnetische Dämpfung ausgebildet.

In ein Glasrohr A von elliptischem Querschnitt (Fig. 1) wurden zwei Platindrähte a und a' von etwa $^1/_2$ mm Durchmesser eingeschmolzen; an diese wurde der eigentliche Hitzdraht b von 16 cm Länge angelötet (es empfiehlt sich Lötung mit Silber, was sich bei den bisherigen Versuchen indes nicht durchführen ließ). Das Belastungsgewicht bestand aus zwei kleinen Kupferzylindern c und c' (2 mm Durchmesser, 5 mm Länge), die durch einen

[1]) ROBERT KEMPF-HARTMANN, Phys. ZS. 3, 109, 1901.

$^1/_2$ mm starken Kupferdraht *d* verbunden waren. Der obere Zylinder war durchbohrt und ließ sich über dem Hitzdraht mit geringer Reibung verschieben, der untere war geschlitzt und trug eine Aluminium- oder Kupferscheibe *e* von 10 mm Seitenlänge und etwa $^1/_2$ mm Stärke. Diese ragte zwischen die 2 mm auseinanderstehenden Pole eines kleinen permanenten Hufeisenmagneten *f*; derselbe war auf einer Messingplatte *g* befestigt, die durch zwei Messingfedern *h* und *h'* gehalten wurde. An das Glasrohr *A* waren als T-Stücke das zur Luftpumpe führende Rohr *B* sowie das Rohr *C* von etwa 7 mm Durchmesser angesetzt; an letzteres war ein weiteres Rohr *D* von 20 mm Durchmesser angeschmolzen, welches den Magneten aufnahm. Die Beobachtung der Durchbiegung erfolgte an dem Hitzdraht, unmittelbar neben *c*.

Tabelle 1.

Amp.	Skalenteile	Amp.	Skalenteile	Mittel		Senkung
				Amp.	Skalenteile	
0,0	6,0	0,0	6,5	0,0	6,3	
0,100	6,9	0,100	7,1	0,100	7,0	0,7
0,200	9,1	0,200	9,8	0,200	9,5	3,2
0,300	13,3	0,301	13,9	0,301	13,6	7,3
0,403	19,1	0,404	19,8	0,404	19,5	13,2
0,499	26,3	0,497	27,0	0,498	26,6	20,3
0,606	36,9	0,603	38,0	0,605	37,5	31,2
0,701	48,9	0,700	48,9	0,701	48,9	42,6
0,0	5,9	0,0	6,1	0,0	6,0	
0,100	6,7	0,098	7,0	0,099	6,9	0,9
0,200	9,0	0,200	9,8	0,200	9,4	3,4
0,302	13,0	0,299	13,5	0,301	13,3	7,3
0,400	18,4	0,403	19,4	0,402	18,9	12,9
0,498	26,1	0,497	26,7	0,498	26,4	20,4
0,601	35,2	0,603	37,0	0,602	36,1	30,1
0,701	48,4	0,700	48,7	0,701	48,6	42,6

Durch eine Reihe von Versuchen überzeugte ich mich von der Genauigkeit und der Konstanz der mikrometrischen Ablesung an einem Instrument, das die Nr. 2 trägt (Silberdraht von 0,07 mm Durchmesser, Widerstand 0,9 Ohm). Vorstehend teile ich zunächst die sämtlichen Beobachtungen eines Tages (Tab. 1), weiterhin

(Tab. 2) nur die Mittel der verschiedenen Beobachtungen eines Tages mit, die im Durchschnitt um $^1/_{10}$, im Maximum um 0,5 Skalenteile vom Mittel abweichen. Die Beobachtungen erfolgten mit wachsender und darauf mit abnehmender Stromstärke.

Tabelle 2.

Amp.	Senkung am					Mittel
	21./3.	22./3.	23./3.	25./3.	26./3.	
0,10	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8	0,8
0,20	3,2	2,9	2,8	3,0	3,0	3,0
0,30	7,3	6,9	6,8	6,9	6,8	6,9
0,40	12,9	12,1	12,3	12,4	12,2	12,4
0,50	20,3	20,1	20,0	20,0	20,0	20,1
0,61	30,8	30,6	30,5	30,7	30,3	30,6
0,70	42,8	42,1	42,3	42,3	42,2	42,3

Tabelle 3.

Druck	Amp.	Senkung
1. Atmosphärendruck	0,257	1,9
	0,500	7,1
	0,698	13,6
	0,900	22,0
	1,001	27,3
2. Bandförmige Entladung (etwa 1 cm)	0,258	1,9
	0,500	7,5
	0,704	14,7
	0,894	23,2
	1,008	29,0
3. Geschichtete Entladung (etwa $^1/_2$ mm)	0,258	4,4
	0,501	16,6
	0,700	32,9
	0,900	52,6
	1,003	64,3
4. Kathodenstrahlen beginnen	0,256	18,9
	0,500	57,7

Druck	Amp.	Senkung
5. Die Röhre an der Kathode völlig mit grünem Licht erfüllt	0,257	23,8
6. An der Anode zeigt sich grünes Licht	0,260	25,2
7. Ganze Röhre grün, an der Anode schwach	0,260	29,4
8. Ganze Röhre kräftiger grün	0,130	8,3
	0,260	31,2
	0,298	39,8
9. Röhre zeigt Beginn des Kathodenlichtes	0,129	4,2
	0,260	17,7
10. Ganze Röhre noch kräftiger grün als bei 8	0,129	11,8
	0,200	25,2
	0,259	37,6
	0,302	47,2

Daß die Werte bei abnehmender Stromstärke etwas höher liegen, erklärt sich daraus, daß der Luftinhalt allmählich durch

den Strom erwärmt wird, wodurch sich die ursprüngliche Länge des Drahtes ändert. Man vermeidet den hiervon herrührenden Fehler durch Ablesung des Nullpunktes zum Beginn und zum Schluß einer Messung.

Die Hauptversuche im Vakuum wurden mit dem Instrument Nr. 7 angestellt (Silberdraht 0,27 mm Durchmesser, 0,8 Ohm Widerstand, wie er zu Hitzdraht-Amperemetern gebraucht wird[1]). Zum Evakuieren diente eine Gaedepumpe; der Druck wurde angenähert durch die Entladung in einer Geisslerröhre gewöhnlicher Form mit Drahtelektroden bestimmt. Die Beobachtungen sind in Tab. 3 wiedergegeben.

Bei 8 war der Ausschlag allmählich zurückgegangen, da sich aus dem Draht okkludierte Gase loslösten. Diese hatten bis zur nächsten Ablesung das Vakuum bedeutend verschlechtert, was aus der geringeren Empfindlichkeit konstatiert wurde. Der Vergleich mit Beobachtung 4 ließ auf beginnendes Kathodenlicht schließen; die Probe mit der Geisslerröhre bestätigte dies. Daraufhin wurde durch den Draht längere Zeit ein Strom von 0,7 Amp. unter fortwährendem Evakuieren geschickt und so ein höheres Vakuum erreicht. Leider mußten die Versuche hier abgebrochen werden, sonst hätte sich sicherlich noch eine größere Empfindlichkeit erzielen lassen.

In Fig. 2 sind die erhaltenen Werte graphisch aufgetragen. Die Bezifferung der Kurven entspricht den in Tab. 3 bei den entsprechenden Zahlen angegebenen Drucken. Man ersieht daraus, daß zur Erreichung eines bestimmten Ausschlages nur $^1/_5$ des Stromes wie bei Atmosphärendruck notwendig ist, daß also die Empfindlichkeit auf das 25fache gestiegen ist. Allerdings wächst auch die Trägheit; bis zur endgültigen Einstellung vergingen etwa 2 Minuten.

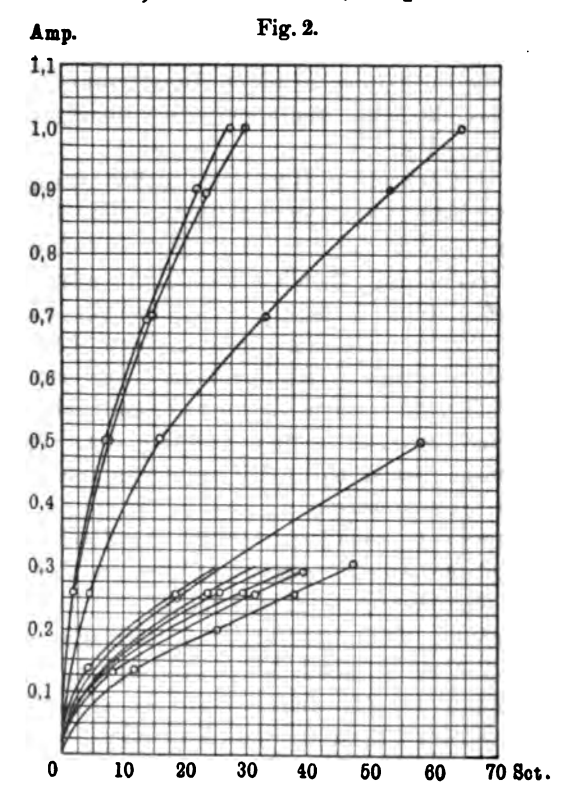
Durch Verwendung dünnerer Drähte kann man schon in Luft die Empfindlichkeit erhöhen und die Trägheit verringern, so daß man sich ein Vakuuminstrument von fast jeder gewünschten Empfindlichkeit herstellen kann; mit wachsender Empfindlichkeit wird allerdings in der Regel auch der innere Widerstand wachsen. Eine weitere Steigerung der Empfindlichkeit ließe sich durch den

[1]) Von der Firma Hartmann & Braun bezogen.

Gebrauch längerer Drähte und durch Verminderung der Strahlungsverluste erzielen, indem man die Rohrwände versilberte oder zwei Rohre umeinander nach Art der DEWARschen Gefäße anordnete.

Das Instrument von der Pumpe nach erfolgter Evakuierung (unter gleichzeitiger Erhitzung des ganzen Instrumentes und besonders des Drahtes) abzuschmelzen, empfiehlt sich nur dann,

Fig. 2.



wenn man das Vakuum nach dem DEWARschen Verfahren herstellt. In diesem Falle hält sich nach Angabe der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt[1]) das Vakuum unverändert.

Die Ausführung des Instrumentes hat die Firma SIEMENS & HALSKE übernommen.

---

[1]) Tätigkeitsbericht der Phys.-Techn. Reichsanstalt für 1906; ZS. für Instrkde. 27, 150, 1907.

Die Untersuchungen im Vakuum wurden im Physikalischen Institut der Universität Halle angestellt. Es ist mir eine angenehme Pflicht, dem Direktor desselben, Herrn Geh. Rat Prof. Dr. Dorn, für die freundliche Überlassung der Apparate auch an dieser Stelle meinen verbindlichsten Dank auszusprechen.

Cöthen (Anhalt), Physik. Laboratorium des Polytechnikums, Mai 1907.

Anmerkung bei der Korrektur: Das Hitzdrahtinstrument ist andererseits auch sehr gut verwendbar als selbstzeigendes Vakuummeßgerät, indem man die Durchbiegung bei konstantem Strom oder konstanter Spannung beobachtet (was ich aus patentrechtlichen Gründen bei dem Vortrage noch nicht mitteilen konnte). Über die Empfindlichkeit gibt die Tabelle 4 Aufschluß, welche die Durchbiegung für einen Strom von 0,3 Amp. angibt; dabei ist noch zu beachten, daß der Draht für den Zweck als Vakuummesser nicht günstig gewählt ist.

Tabelle 4.

Durchbiegung Skalenteile	Druck
2,5	Atmosphärendruck
2,6	Bandförmige Entladung (etwa 1 cm)
6,0	Geschichtete Entladung (etwa $^1/_2$ cm)
24,0	Beginnendes Kathodenlicht
30,0	Der Teil der Geisslerröhre, welcher die Kathode enthält, ist völlig mit grünem Licht erfüllt
32,5	An der Anode zeigt sich grünes Licht
37,0	Ganze Röhre grün; an der Anode schwach
40,0	Ganze Röhre kräftiger grün
46,6	Ganze Röhre sehr kräftig grün

Es würde sich empfehlen, das Mikrometer in dem Mikroskop verschiebbar anzubringen, so daß man den Nullpunkt bei Atmosphärendruck jederzeit auf den Draht einstellen und so direkte Ablesungen erhalten kann; vielleicht kann man auf der Mikrometerskala auch direkt eine Vakuumteilung anbringen. Durch Verwendung dünnerer und vor allem längerer Hitzdrähte, die

hier geboten wäre, da der Widerstand keine Rolle spielt, läßt sich eine außerordentliche Empfindlichkeit erreichen. Durch Einschmelzen eines Drahtes an einer geeigneten Stelle des Rohres *D*, auf welchen sich das Belastungsgewicht bei einer bestimmten Durchbiegung auflegt, ließe sich ein elektrisches Signal geben, das automatisch die Erreichung eines bestimmten Vakuums anzeigte.

Selbstverständlich hängen die Angaben des Vakuummeters von dem Gasinhalt ab.

Das Vakuummeter ist von der Firma Siemens u. Halske zum Patent angemeldet.

Eine einfache Methode zur Bestimmung der periodischen Fehler von Mikrometerschrauben; von Wilhelm Felgentraeger.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. März 1906.)
(Vgl. diese Verh. 8, 119, 1906.)

Die Bestimmung der Fehler von Meßschrauben geschieht allgemein nach einem im wesentlichen von BESSEL[1]) herrührenden Verfahren.

Die Erfahrung hat gelehrt, daß diese Fehler sich aus zwei Teilen zusammensetzen, den „fortschreitenden" und den „periodischen" Fehlern. So lange man sich auf wenige Umdrehungen beschränkt, sind nur die letzteren von Wichtigkeit. Dies ist besonders der Fall bei den Schraubenmikrometern in den Okularen von Fernrohren und Mikroskopen.

Das von BESSEL eingeführte Verfahren zur Bestimmung der periodischen Fehler besteht nun darin, daß man ein „Intervall", d. h. ein von zwei parallelen Strichen begrenztes Längenmaß von angemessener Größe, wiederholt mit der Schraube mißt und zwischen je zwei Messungen das Intervall um einen aliquoten Teil der Schraubenumdrehung verschiebt. Ist x_ν die Ablesung der Schraube bei der Einstellung auf den Anfangsstrich, x'_ν die Ablesung bei der Einstellung auf den Endstrich bei einer — der νten — Stellung des Intervalles, so erhält man aus je zwei Einstellungen die Größe

$$x'_\nu - x_\nu = p_\nu \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 1)$$

Sind die periodischen Fehler der Schraube, die wir mit $f(x)$ bezeichnen[2]) wollen, Null, so ist p_ν konstant bis auf die Beobachtungsfehler, anderenfalls erhält man:

$$x'_\nu - x_\nu = p_\nu = p - f(x'_\nu) + f(x_\nu) \quad . \; . \; . \; . \quad 2)$$

---

[1]) F. W. BESSEL, Darstellungen und Untersuchungen, welche durch die Einheit des preuß. Längenmaßes veranlaßt sind. 1839, S. 59 ff.

[2]) $f(x)$ ist — bis auf eine gleichgültige additive Konstante — dadurch definiert, daß durch Hinzufügen von $f(x)$ zu den Ablesungen x diese den Verschiebungen proportional werden und daß $f(x+1) = f(x)$ ist.

wenn man mit p den wahren Wert des Intervalles, in Teilen einer Schraubendrehung, bezeichnet.

Die Messungen gestatten nun eine Ermittelung[1]) von $f(x)$ auf rechnerischem Wege, indem man $f(x)$ darstellt als Funktion von x in der Form

$$f(x) = \sum_1^k a_i \cos 2i\pi x + \sum_1^k b_i \sin 2i\pi x, \quad . \; . \; . \quad 3)$$

also in eine periodische Reihe, abbrechend mit den Gliedern $k$ter Ordnung entwickelt. Es besteht die Beschränkung, daß für alle i bis zum Werte k

$$p \lessgtr \frac{g}{i} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad 4)$$

sein muß, wo g eine ganze Zahl[2]) ist.

Auch graphisch läßt sich $f(x)$ aus den Messungen ermitteln, das Verfahren ist aber meist umständlicher als die Rechnung.

Schon der Umstand, daß oft nicht ein passendes Intervall vorrätig ist, wird als Mangel empfunden, auch liefern je zwei Einstellungen immer erst eine Messung, was unökonomisch ist. Endlich ergibt sich das, was man für die Anwendung der Schraube braucht, nämlich die Differenz zweier Werte von $f(x)$ bei zwei beliebigen Werten von x, durchaus nicht mit derselben Genauigkeit für beliebige Differenzen der x. Besonders verleitet aber das Rechnungsverfahren, ebenso wie die Beschränkung in der Wahl der Intervallgröße leicht dazu, die Entwickelung der Reihe Nr. 3 zu früh[3]) abzubrechen.

Instrumentell ist ferner der Mangel hervorzuheben, daß man zwischen den Messungen das Intervall verschieben, während jeder derselben aber seine Lage als unverändert annehmen muß. Auch ist p wohl stets größer als $\frac{1}{n}$ und man muß die Schraube daher

---

[1]) Bequeme Formeln für die meist ausreichende erste Näherungsrechnung und die zweite Näherungsrechnung von $f(x)$ gibt J. Domke: Beiträge zur Ausgleichung periodischer Schraubenfehler. Diss. Marburg 1891.

[2]) Diese Beschränkung macht oft eine zweimalige Untersuchung mit zwei verschiedenen Intervallen nötig.

[3]) Selbst Bessel ist in der „Besonderen Untersuchung des Heliometers der Königsberger Sternwarte“ — Ges. Abhandl. 1, 143 ff. — nur bis zu $k = 2$ gegangen, trotzdem aus den übrigbleibenden Abweichungen zwischen Beobachtung und Rechnung die Existenz von Fehlern höherer Ordnung erhellt.

sehr häufig hin- und herdrehen. Dadurch kann eine andere Verteilung des Öles und somit eine Fehlerquelle entstehen, die ganz unkontrollierbar ist.

Diese Übelstände lassen sich durch eine Methode vermeiden, die auf der Ausmessung einer Skala von geeignetem Teilwert beruht, deren innere Fehler gut bekannt sind oder die innerhalb genügender Grenzen gleichmäßig geteilt ist.

Direkt läßt sich das Verfahren allerdings nicht verwenden, da bei der geringen für Meßschrauben vorteilhaften Ganghöhe die Striche so dicht liegen würden, daß die Einstellung erheblich erschwert würde. Auch würden die Teilungsfehler kaum mit der nötigen Genauigkeit zu ermitteln sein. Hätte z. B. das Okularmikrometer eines Mikroskops den Schraubenwert 100 μ und wollte man die Bestimmung von Zehntel zu Zehntel Umdrehung ausführen, so hätte man unter das Mikroskop eine Teilung in 10 μ zu legen, deren Fehler bis auf etwa 0,1 μ bekannt sein müßten, um noch den tausendsten Teil einer Umdrehung zu garantieren.

Man könnte — ähnlich wie C. PULFRICH[1]) dies für Demonstrationszwecke bereits getan hat — eine Interferenzmethode (NEWTONsche Streifen) anwenden. Einige Vorversuche haben mir nun zwar die Brauchbarkeit der Methode erwiesen, sie ist aber aus mehreren Gründen recht unbequem.

Mit einer kleinen Modifikation läßt sich jedoch das Verfahren der Ausmessung einer Skala sehr vorteilhaft verwenden. Man richtet auf eine durch die zu untersuchende Marke bewegte Schraube — einen der Fäden nach Wegnahme des Okulars — ein Hilfsmikroskop mit einem Okularskalenmikrometer. Als Mikroskop eignet sich ein solches der gewöhnlichen Form, besonders bequem ist ein Auszugsrohr. Mittels des letzteren kann man es leicht erreichen, daß der Verschiebung des pointierten Fadens um eine volle Umdrehung eine angemessene ganze Zahl (10, 12, 20) Teile der Okularskala entspricht. Bei Fernrohren kann man das Mikroskop wohl an dem Okularrohr befestigen; Mikroskopmikrometer, die meist viel geringere Dimensionen haben, lassen sich meist bequem auf dem Tische des Hilfsmikroskopes festklemmen oder aufkitten. Die erstere An-

[1]) C. PULFRICH, Über das ABBE-FIZEAUsche Dilatometer. ZS. f. Instrkde. 13, 409, 1893.

ordnung entspricht der von H. C. VOGEL[1]) verwendeten; dessen Meßmethode ist aber mit der BESSELschen prinzipiell identisch.

Man mißt nun mit der Schraube den Abstand der einzelnen Striche der Okularskala aus. Dabei wird der ganze andere Apparat nicht berührt, die Drehung der Schraube erfolgt stets in demselben Sinne, man kann auch die Unabhängigkeit der Beobachtungen dadurch wahren, daß man die Ablesungen an der Trommel von einem protokollierenden Gehilfen ausführen läßt. Da der eingestellte Faden meist erheblich dicker erscheinen wird, als die Okularskalenstriche, so kann man ihn nicht gut auf einen Strich einstellen. Man kann aber die einzelnen Skalenintervalle durch ihn bisezieren.

Hat man die Ablesungen $x_0, x_1, x_2 \ldots$ an der Mikrometerschraube gemacht, so würden diese um die Teilungsfehler der Okularskala zu verbessern sein, ein einfacher Überschlag zeigt, daß dies nicht nötig ist, falls man die Fehler innerhalb eines μ liegend annehmen darf, was bei den neueren Mikrometern sicher der Fall ist. Hat man z. B. eine Schraube von der Ganghöhe $200\,\mu$ (feinere Schrauben kommen nicht oft vor) und eine Okularskala von $100\,\mu$ Teilwert, die so eingestellt ist, daß einem Teilintervall 0,1 Umdrehung entspricht, so würde ein Fehler von 0,001 Umdrehung gerade durch einen Teilungsfehler der Skala von $1\,\mu$ bedingt werden.

Ist man der Gleichmäßigkeit der Skala nicht ganz sicher oder will man aus anderen Gründen mehrere Beobachtungsreihen ausführen, so wiederhole man die Beobachtung, nachdem man das die Skala enthaltende Okular um 180° gedreht hat.

Die Werte der x_ν müssen nun um die Beträge $q_\nu = \nu q$ vermindert werden, wobei q den wahren Wert eines Skalenintervalles in Teilen einer Schraubenumdrehung bedeutet. Die dann entstehenden Größen $f(x) = x_\nu - q_\nu$ sind direkt die Fehler der Mikrometerschraube. Man bestimmt q am einfachsten aus der Differenz zweier x, die um eine oder mehrere ganze Umdrehungen der Schraube verschieden sind. Darin liegt ein großer Vorzug des durch den Auszug veränderlichen Skalenwertes des Mikroskops. Die Größen $f(x)$ erhält man so für eine Reihe von Um-

[1]) H. C. VOGEL, Beobachtung von Nebelflecken und Sternhaufen. Leipzig 1867.

drehungen, man mittelt die erhaltenen Resultate. Für Werte von x, die zwischen zwei beobachteten Einstellungen liegen, interpoliert man $f(x)$ graphisch oder — weniger bequem — rechnerisch. Da es ein wesentliches Erfordernis guter Schraubenmikrometer ist, daß ihre Fehler klein sind, indem bei größeren Fehlern Klemmungen oder andere Mängel eintreten müssen, ist die Interpolation sehr einfach. In wie kurzer Zeit man völlig genügende Fehlerbestimmungen einer Schraube ausführen kann und wie einfach sich Versuch und Rechnung stellen, zeigt das nachfolgende Beispiel[1]):

Ein Mikroskopmikrometer, zu einem Komparator zweiten Ranges gehörig, wurde auf den Tisch eines ZEISSschen Mikro-

Skala	Ablesung an der Schraube x_ν	Fehler $-(x_\nu - q_\nu)$	Skala	Ablesung an der Schraube x_ν	Fehler $-(x_\nu - q_\nu)$
0	— 0,006	+ 0,006	25	+ 2,490	+ 0,015
1	+ 0,100	0	26	592	13
2	202	— 2	27	689	16
3	297	+ 4	28	800	6
4	391	10	29	906	0
5	481	20			
6	586	15	30	3,001	5
7	688	13	31	101	5
8	787	15	32	204	2
9	890	12	33	297	10
			34	399	8
10	1,001	+ 1	35	496	11
11	103	— 1	36	589	18
12	201	+ 1	37	689	18
13	300	3	38	796	12
14	392	11	39	902	+ 6
15	487	16			
16	583	20	40	4,010	— 2
17	687	16	41	110	— 2
18	790	14	42	208	0
19	898	6	43	308	+ 1
			44	397	12
20	2,001	3	45	491	1
21	103	+ 1	46	590	19
22	208	— 4	47	691	18
23	301	+ 4	48	791	19
24	394	11	49	900	+ 10

[1]) Die Instrumente gehören der Kaiserl. Normal-Eichungs-Kommission und sind mir für die Versuche gütigst überlassen.

skops (VI a) aufgeklemmt. Objektiv A, Okular Nr. 2. Der Okularauszug des Mikroskops besitzt keine Teilung, man findet aber durch Versuche leicht die Stellung, für die 10 Teile der in 0,1 mm geteilten Okularskala einer Umdrehung (0,2 mm) der Schraube entsprechen. Mit einem der zur Bewegungsrichtung senkrechten Mikrometerfäden wird das Intervall zwischen je zwei Skalenstrichen biseziert. Die Einstellung auf das Intervall 0 bis 1 der Skala wird als 0 der Skala notiert. Ausgemessen werden fünf Umdrehungen. Die Beobachtung und Rechnung zeigt vorstehende Tabelle (S. 255).

Zur Berechnung bildete ich $x_{40} - x_0$, $x_{41} - x_1$ usw. und erhielt so 10 Werte für $40q$ und daraus $q = 0{,}10020$. Damit ist die dritte Spalte berechnet. Bildet man nun noch das Mittel aus den zusammengehörigen Werten der fünf Umdrehungen und zieht von diesen Zahlen der Bequemlichkeit halber den Wert für $f(x_0) = +0{,}0026$ ab, so erhält man folgende nach Zehntel Umdrehungen fortschreitende Tafel der Fehler in Tausendsteln einer Umdrehung:

x	$1000 f(x)$	x	$1000 f(x)$
...,0	0,0	...,6	+ 14,4
1	− 2,0	7	+ 13,2
2	− 3,2	8	+ 10,4
3	+ 1,8	9	+ 4,2
4	+ 7,8	0	0,0
5	+ 13,8		

Die Beobachtungen hatten 8, die Berechnung 15 Minuten gedauert. Man kann also, wenn für Zwecke hoher Genauigkeit zwei Untersuchungsreihen nötig sind, ein Mikrometer bequem in einer Stunde bestimmen.

Ein weiterer wesentlicher Vorzug der Methode besteht darin, daß man nicht nur die regelmäßige Verschiebung des Fadennetzes, sondern auch alle fehlerhaften Bewegungen bedeutend vergrößert sieht. Die Untersuchung einer größeren Anzahl von Mikrometern verschiedener Konstruktionen hat für die diesen anhaftenden prinzipiellen Mängel bereits wertvolle Fingerzeige gegeben. Über diese Untersuchungen wird an anderer Stelle zu berichten sein.

Jahrg. 5 **Heft 13**

Berichte
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft
enthaltend

Verhandlungen
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel
und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis
der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft
redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. | 15. Juli 1907. | Nr. 13.

Sitzung vom 21. Juni 1907,

gemeinsam mit der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft und dem Berliner Verein für Luftschiffahrt.

Hr. G. **Hellmann** spricht einen

Nachruf auf WILHELM VON BEZOLD.

Wilhelm von Bezold.

Gedächtnisrede, gehalten in einer gemeinschaftlichen Sitzung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft und des Berliner Vereins für Luftschiffahrt am 21. Juni 1907.

Von G. Hellmann.

Hochansehnliche Versammlung!

Der Sonnenwendtag dieses Sommers sollte für uns ein Festtag werden. Wir gedachten den 70. Geburtstag eines Gelehrten zu feiern, der vielen von uns nahe stand, den wir alle liebten und verehrten. Schüler und Mitarbeiter wollten ihm als Festgabe eine Sammlung von Abhandlungen überreichen, weitere Kreise ihm ihre Gefühle herzlicher Sympathie und Freundschaft zum Ausdruck bringen.

Doch das Schicksal hat es anders gewollt. Seit dem 17. Februar weilt WILHELM VON BEZOLD nicht mehr unter uns, und die Geburtstagsfeier ist zur Gedächtnisfeier geworden. Zu ihrer Abhaltung haben sich die drei wissenschaftlichen Gesellschaften Berlins vereinigt, in denen der Verstorbene am meisten und am liebsten gewirkt hat, die Deutsche Physikalische Gesellschaft, die Deutsche Meteorologische Gesellschaft und der Verein für Luftschiffahrt, und mir ist der ehrenvolle Auftrag geworden, Ihnen in großen Zügen das Bild seines Lebens und Schaffens vorzuführen. Nicht ohne Zögern habe ich ihn angenommen. Denn so erwünscht es gerade demjenigen sein muß, das Lebenswerk des großen Gelehrten darstellen zu können, dem es vergönnt war, die letzten 21 Jahre mit ihm zusammen in stets gleich bleibender Harmonie zu arbeiten, so bin ich mir doch wohl bewußt, daß es nicht leicht ist, die vielseitige Wirksamkeit WILHELM VON BEZOLDS in allen Teilen richtig zu würdigen. Ich bitte daher von vornherein um ihre gütige Nachsicht für etwaige Versehen und Mängel solcher Art.

JOHANNES FRIEDRICH WILHELM VON BEZOLD stammt aus Franken. Geboren wurde er allerdings in München, am 21. Juni 1837, aber mit Recht hat er sich selbst immer als Franke betrachtet; denn sein Geschlecht war über drei Jahrhunderte in Rothenburg an der Tauber seßhaft gewesen. Und in der Tat, viele

seiner Vorzüge lassen sich als ein Erbstück der Heimat ansehen. Sein heiteres und fröhliches Gemüt war ein Spiegelbild des sonnigen Frankenlandes, dessen alte Kultur in ihm den Sinn für eine geschichtliche Betrachtung der Dinge und zugleich das Verständnis für eine höhere Lebensauffassung geweckt hatte. Auch seine hohe künstlerische Begabung möchte ich als ein Erbteil nicht bloß seines Vaters, der vorzüglich zeichnete, sondern auch Rothenburgs ansehen.

In den Annalen dieser reizvollsten aller fränkischen Städte begegnet uns die Familie Bezold zum ersten Male 1478, und zwar als Tuchmacher; 1506 kommt sie in den „äußeren Rat“ und erhält 1591 den Wappenbrief. Sehr häufig bekleiden Träger des Namens das Amt des Bürgermeisters, so noch der Großvater, während der Vater, Daniel Gustav von Bezold, der erste ist, der Rothenburg verläßt und als bayerischer Regierungsrat, später als Ministerialrat im Staatsministerium des Königlichen Hauses und des Äußern in München seinen Wohnsitz hat.

Hier wuchs Wilhelm von Bezold, der aus der zweiten Ehe des Vaters mit der Rothenburger Patrizierin Sabine Elisabeth Albrecht stammte, im Kreise seiner sechs Stiefgeschwister und einer rechten Schwester auf und erhielt die erste Schulbildung in der Volksschule. Während er diese gern besuchte und schon in so jungen Jahren gut und viel zeichnete, hat ihm der Unterricht auf dem Gymnasium — die Mathematik ausgenommen — wenig Freude gemacht. Ja, einer seiner Lehrer glaubte ihm sogar ernstlich den Rat geben zu sollen, von der Schule abzugehen und sich einem anderen „bürgerlichen“ Berufe zuzuwenden. Er tat dies glücklicherweise nicht, sondern absolvierte Michaeli 1856 das Gymnasium. Von da bis Ostern 1858 studierte er an der Universität München, wo er außer philosophischen Vorlesungen besonders Physik bei von Jolly, Mathematik bei Seidel und Chemie bei von Liebig hörte. Hierauf bezog er die Universität Göttingen, wohin ihn Wilhelm Webers Ruf als Physiker gezogen hatte und dessen praktische Übungen ihn sehr anregten. Daneben widmete er sich aufs eifrigste mathematischen Studien bei Moritz Stern, in dessen Hause er auch verkehrte, und bei Bernhard Riemann, der ihn stark beeinflußte und unter anderem seine Aufmerksamkeit auf eine offene Frage in der Theorie des

Kondensators lenkte, deren Beantwortung er in seiner Inaugural-Dissertation zu geben suchte. Am 12. August 1860 wurde er zum Doktor promoviert.

WILHELM VON BEZOLD kehrte nun nach München zurück, wurde Assistent am physikalischen Institut der Universität bei Professor VON JOLLY und habilitierte sich schon im Sommer 1861 als Privatdozent der Physik. Im Herbst 1862 machte er eine Reise nach England und Frankreich, um sowohl die Weltausstellung in London als auch die wissenschaftlichen Anstalten und Sammlungen dort sowie in Paris kennen zu lernen. Am 1. Juni 1866 wurde er zum außerordentlichen Professor an der Universität ernannt und am 1. Oktober 1868 zum ordentlichen Professor an der neu errichteten technischen Hochschule daselbst, und zwar für mathematische und angewandte Physik. Kurz zuvor, am 5. September 1868, hatte er sich mit Fräulein MARIE HÖRMANN VON HÖRBACH, der Tochter eines aus Tirol stammenden bayerischen Obersten, verheiratet. Der überaus glücklichen Ehe erwuchsen zwei Kinder, eine Tochter und ein Sohn.

WILHELM VON BEZOLDs wissenschaftliche Tätigkeit kam anfangs fast ausschließlich der reinen Physik zugute. Solange er an der Universität dozierte, trug er meist über theoretische Physik vor, assistierte aber auch VON JOLLY in den damals allerdings nur selten abgehaltenen praktischen Übungen und las mehrmals speziell für Mediziner über Optik, mit deren physiologischem Teil er sich viel beschäftigte. Auch hat er im großen Hörsaale LIEBIGs, bei dem er gern verkehrte, öfters Einzelvorträge von allgemeinerem Interesse für die Studierenden gehalten. Als er dann zur technischen Hochschule überging, erwuchs ihm die neue Aufgabe, über verschiedene Kapitel der angewandten Physik, wie Heizung, Ventilation, Beleuchtung u. a. m. Kolleg zu lesen. So wenig sympathisch ihm damals diese letztere Art der Lehrtätigkeit war — denn er hätte am liebsten Experimentalphysik vorgetragen —, so sind ihm doch später alle diese Nutzanwendungen der Physik wiederholt von Vorteil gewesen.

Auch seine eigenen wissenschaftlichen Arbeiten bestanden zunächst in rein physikalischen Untersuchungen, und zwar war es die Elektrizitätslehre und die Optik, der er mit Vorliebe die Probleme entnahm. Da VON BEZOLD über kein eigenes Labora-

torium verfügte und auch ein Assistent ihm nicht zur Verfügung stand, sah er sich von vornherein genötigt, den Schwerpunkt der Arbeiten vielfach auf die Theorie zu legen, die er aber immer durch einige Experimente zu stützen suchte. Diesen Charakter besitzt schon die Inauguraldissertation „Zur Theorie des Kondensators", welche die Unhaltbarkeit der RUDOLPH KOHLRAUSCHschen Theorie dieses Ansammlungsapparates dartun sollte. Indem er sich auf den einfachsten Fall, auf den einer FRANKLINschen Tafel mit kreisförmigen Belegungen, beschränkt, entwickelt er zuerst allgemeine Sätze über den Gang des Potentials zwischen parallelen kreisförmigen elektrischen Schichten und wendet sie auf das Studium der Rückstandsbildung an. Sodann prüft er die verschiedenen dafür vorhandenen Hypothesen und sucht durch Experimente eine Entscheidung herbeizuführen. Er gelangt hierbei zu Resultaten, die sich mit der Theorie von KOHLRAUSCH nicht vereinigen lassen und für die Richtigkeit der Hypothese des Eindringens der Elektrizität in die isolierende Zwischenschicht sprechen. Seine Ausführungen blieben aber von CLAUSIUS und SCHWEDOFF nicht unangefochten und veranlaßten ihn zu weiteren Untersuchungen nach dieser Richtung, die unter dem Titel „Über das Verhalten der starren Isolatoren gegen die Elektrizität" und „Über das Verhalten der isolierenden Zwischenschicht eines Kondensators" 1865 und 1869 in POGGENDORFFs Annalen (Bd. 125 und 137) erschienen. VON BEZOLD zeigt in ihnen, daß die von KOHLRAUSCH vertretene Ansicht, nach welcher sich das Verhalten der isolierenden Zwischenschicht und die durch sie bedingten Erscheinungen der Rückstandsbildung aus einem polaren Zustande der Glasteilchen erklären lasse, nicht annehmbar sei und mit der von CLAUSIUS selbst gegebenen Theorie dieser Hypothese im Widerspruch stehe. Da VON BEZOLD gleich bei seinen ersten Arbeiten von der Potentialtheorie so vielfach Gebrauch gemacht hatte, erscheint es verständlich, daß er sich noch weiter mit ihr beschäftigte und eine allgemeine Darlegung „Über die physikalische Bedeutung der Potentialtheorie" 1861 als Habilitationsschrift wählte. In engem Zusammenhange mit diesen Studien steht dann noch eine Untersuchung über den Elektrophor vom Jahre 1870/71, in der er die von RIESS gegebene Theorie zu ergänzen sucht.

Seitdem VON BEZOLD als Professor zur technischen Hochschule übergegangen war, scheinen ihm mehr instrumentelle Hilfsmittel als bis dahin zu Gebote gestanden zu haben; denn seine physikalischen Arbeiten bevorzugen immer mehr die experimentelle Richtung, wenn er sich auch in den Versuchsanordnungen manchmal noch mit relativ wenigen Apparaten begnügen muß. Er geht nun an das Studium der durch Influenz hervorgerufenen Entladungen zwischen zwei nicht leitenden Flächen und findet dabei eine neue Art elektrischer Staubfiguren, die ihn in der Folgezeit viel beschäftigen. Durch mannigfach abgeänderte Versuche und ein geschicktes Verfahren, die erhaltenen Figuren dauernd zu fixieren, kommt er 1869 zu dem Ergebnis, daß seine elektrischen Staubfiguren ein gutes Prüfungsmittel abgeben, um einfache Entladungen von alternierenden zu unterscheiden, und daß sowohl zwischen einer metallischen Elektrode und einer isolierenden Platte, als auch zwischen zwei isolierenden Flächen beide Arten der Entladung stattfinden können. Im weiteren Verlaufe der Untersuchungen machte er dann im Winter 1869/70 die wichtige Entdeckung der elektrischen Drahtwellen, der er aber leider nicht weiter nachging, bis sie 1892 von HERTZ, der 1887 auf ganz anderem Wege zu dem gleichen Resultate gelangt war und die wichtigsten Folgerungen daraus zog, der Vergessenheit entrissen wurde. VON BEZOLD hatte diese seine Beobachtungen nur in der Form einer vorläufigen Mitteilung und ohne Beschreibung der Versuchsanordnung bekannt gegeben, weshalb vermutlich die Wiederholung und Fortführung der Experimente durch andere unterblieb. Da seine Arbeit zweimal in deutscher Sprache, sowie in englischer und französischer Übersetzung gedruckt wurde, also reichliche Verbreitung fand, scheint mir daraus hervorzugehen, daß jene Zeit für die späteren epochemachenden Entdeckungen von HEINRICH HERTZ noch nicht reif war. VON BEZOLD geht, angezogen durch die Mannigfaltigkeit und Schönheit der von ihm dargestellten Gebilde, dem Bildungsgesetz der LICHTENBERGschen Figuren weiter nach und veröffentlicht darüber 1871 zwei Abhandlungen, die seine umfangreichste Experimentaluntersuchung enthalten. Die unter Glasplatten fixierten elektrischen Figuren nebst den Manuskriptskizzen VON BEZOLDs sind inzwischen nach ihrer Ursprungsstätte München zurückgewandert und legen

nun im Deutschen Museum daselbst rühmliches Zeugnis ab von dem experimentellen Geschick ihres Urhebers.

Weitere elektrische Arbeiten von Bezolds sind eine mehr theoretische Studie über die elektromotorische Kraft des galvanischen Lichtbogens, in der er auch einen hübschen Versuch bekannt gibt zum Nachweise der von ihm gemachten Voraussetzung, daß der elektrische Funke im allgemeinen aus einer Reihe von Partialentladungen bestehe; ferner Untersuchungen über die Brechung von Strom- und Kraftlinien an der Grenze verschiedener Mittel, und anderes mehr.

Die optischen Forschungen von Bezolds betreffen die Farbenlehre und die physiologische Optik, für die er ganz besonderes Interesse besaß; hatte er doch schon als Student in Göttingen während dreier Semester bei Rudolph Wagner außer über allgemeine Zoologie auch über Physiologie der Sinnesorgane Kolleg gehört und sich damit eine wichtige Grundlage für das Verständnis der optischen Vorgänge im menschlichen Auge verschafft.

Er studierte am eingehendsten die Lehre vom binokularen Sehen und von den identischen Netzhautpunkten und kam unter anderem zu der Auffassung, daß der fortgesetzt gleichzeitige Gebrauch identischer Punkte als etwas Erworbenes zu betrachten sei. Daneben ist es in der Farbenlehre das vielumstrittene Gesetz der Farbenmischung und der physiologischen Grundfarben, dem er wiederholt eingehendere Untersuchungen widmet. So findet er, daß der Wettstreit der Sehfelder für verschiedene Farben durch die Akkommodationsschwankungen des Auges entsteht und daß die binokulare Farbenmischung zu demselben Ergebnis führt, wie die Mischung auf dem Farbenkreisel.

Bei der hohen künstlerischen Veranlagung von Bezolds und der von Kindheit an ausgesprochenen Liebe zur Malerei erscheint es durchaus begreiflich, daß er seine reichen Kenntnisse auf physiologisch-optischem Gebiete in den Dienst der Kunst selbst stellte und 1874 ein größeres Werk: „Die Farbenlehre im Hinblick auf Kunst und Kunstgewerbe“, herausgab, das, trotz des nur acht Jahre früher erschienenen ähnlichen Buches von Brücke: „Physiologie der Farben für die Zwecke der Kunstgewerbe“, überall gute Aufnahme fand, auch ins Englische und Russische übersetzt wurde. Erwähne ich nun noch, daß er einer-

seits für Münchener Zeitungen Kunstkritiken schrieb und andererseits für die Jahrgänge 1866 bis 1873 der „Fortschritte der Physik" das Kapitel „Physiologische Optik" bearbeitete, so dürfte die erfolgreiche Tätigkeit von Bezolds auf diesem Sondergebiet zur Genüge gekennzeichnet sein.

Schließlich gab ihm auch die angewandte Physik, die er auf der technischen Hochschule zu vertreten hatte, die Veranlassung zu einigen kleinen Studien über Wärmeverteilung in geheizten Räumen, über Luftmischer für Luftheizungen und über Gasdruckmesser.

Das große Interesse von Bezolds für die Optik und die Elektrizitätslehre läßt es natürlich erscheinen, daß auch seine ersten meteorologischen Arbeiten optische und elektrische Erscheinungen in der Atmosphäre behandeln.

Ein mehrfacher Aufenthalt in den Alpen hatte seine Aufmerksamkeit auf das prächtige Phänomen des Alpenglühens gelenkt und ihn veranlaßt, im Winterhalbjahr 1863/64 die Dämmerungserscheinungen in der Umgebung von München eingehender zu beobachten und messend zu verfolgen. Er veröffentlichte darüber 1864 im 123. Band von Poggendorffs Annalen eine Abhandlung: „Beobachtungen über die Dämmerung", die mit Recht als eine seiner besten Arbeiten angesehen wird. Er gab in ihr zum ersten Male in Deutschland eine genaue und wissenschaftliche Beschreibung des physischen Verlaufes der Dämmerung, die trotz ihrer Alltäglichkeit noch wenig Beachtung gefunden hatte. Dem Problem der Dämmerung war es nämlich ergangen wie so vielen anderen auf der Grenze zweier oder mehrerer Wissenschaften stehenden Untersuchungsgebieten: sie werden häufig eher vernachlässigt als gefördert, indem die Vertreter der einen Disziplin die Behandlung der Frage denen der anderen überlassen. So hatten wohl die Astronomen dem Problem der kürzesten Dämmerung als einer interessanten mathematischen Aufgabe viel Aufmerksamkeit geschenkt, aber, abgesehen von der vereinzelnten Messung Lamberts im Jahre 1759 zu Augsburg, hatte noch niemand den typischen Verlauf der Dämmerung in Deutschland festzustellen und eine auf Beobachtung beruhende physikalische Erklärung der Erscheinung zu geben versucht. Allerdings war von Auguste Bravais, dem die meteoro-

logische Optik so viele grundlegende Untersuchungen verdankt, bereits in den vierziger Jahren eine vorzügliche Beschreibung der Dämmerung auf Grund von Messungen auf dem Faulhorn veröffentlicht worden, aber diese war WILHELM VON BEZOLD unbekannt geblieben, der nur NECKER DE SAUSSUREs einschlägige Arbeiten kannte und mitberücksichtigte. Im Hinblick auf BRAVAIS' Arbeit kommt aber doch VON BEZOLD das Verdienst zu, die farbenprächtigsten Phasen der Erscheinung, nämlich das erste und das zweite Purpurlicht, schärfer charakterisiert und zeitlich sicher bestimmt zu haben; denn er fand, daß die Depressionswinkel der Sonne zur Zeit der größten Intensität bei den Purpurlichtern in einem bestimmten Verhältnis (1:2,2) zueinander stehen, was meine eigenen Beobachtungen in Südspanien und RIGGENBACHs Messungen in Basel im wesentlichen bestätigt haben. VON BEZOLD ist später mit Vorliebe auf diese seine erste meteorologische Arbeit zurückgekommen und hat auch auf Grund derselben für die internationalen arktischen Stationen, die in dem sogenannten Polarjahr 1882/83 tätig waren, eine besondere „Anleitung zur Beobachtung der Dämmerungserscheinungen“ publiziert.

Mehr noch als das Studium der Dämmerung waren es Untersuchungen über die Gewitter und die Blitzgefahr, welche WILHELM VON BEZOLD der Meteorologie allmählich näher brachten. Vom Jahre 1869 bis an sein Lebensende hat er dieser eindrucksvollsten aller atmosphärischen Erscheinungen das lebhafteste Interesse entgegengebracht und sich in der Gewitterkunde als der bedeutendste deutsche Forscher erwiesen.

Angeregt durch eine gelegentliche Meinungsäußerung STEINHEILs über den Blitzschutz, den die weit vorspringenden Dächer den alpinen Häusern gewähren sollen, suchte er zunächst aus dem reichen Material der staatlichen Brandversicherung im rechtsrheinischen Bayern einen Einblick in die räumliche und zeitliche Verteilung der Blitzschläge in Gebäude zu gewinnen, zugleich aber auch zu ermitteln, inwieweit die Gewitterbeobachtungen an meteorologischen Stationen hiermit in Einklang stehen. Die Resultate dieser Arbeit, mit der er die Blitzstatistik begründete, erschienen 1869 als „Ein Beitrag zur Gewitterkunde“ im 136. Bande von POGGENDORFFs Annalen und wurden bald darauf durch zwei andere wesentlich ergänzt, welche die Sitzungs-

berichte der Münchener Akademie 1874 und 1875 enthalten, nämlich: „Über gesetzmäßige Schwankungen in der Häufigkeit der Gewitter während langjähriger Zeiträume“, und „Über das doppelte Maximum in der Häufigkeit der Gewitter während der Sommermonate“. VON BEZOLD zeigt in ihnen, daß die Blitzgefahr von der Mitte der dreißiger Jahre bis in die siebziger beinahe stetig zugenommen hatte, daß die zeitliche Verteilung der Schadenblitze, ebenso wie die der Gewitter, zwei Perioden größter Häufigkeit im Sommer aufweist, und gibt ferner begründete Vermutungen über Beziehungen im säkularen Gange der Erscheinungen zu dem der Sonnenflecke. Die Kgl. bayerische Akademie der Wissenschaften nahm ihn nach Veröffentlichung dieser Arbeiten in die Reihe ihrer Mitglieder auf.

Ebensogroß wie der positive wissenschaftliche Gewinn aus den ersten Gewitterstudien war für den Verfasser selbst der methodologische. Zum ersten Male hatte er die Bearbeitung eines größeren Zahlenmaterials unternommen und dabei die Schwierigkeiten kennen gelernt, die sich bei der Benutzung von nicht durchweg zuverlässigen Beobachtungen und von nicht homogenen Reihen entgegenstellen. Auf Schritt und Tritt mußte er die Zahlen prüfen, allerlei Reduktionen und Interpolationen ausführen und schließlich zufrieden sein, wenn die Resultate wenigstens in qualitativer Beziehung ungefähr den vermuteten Zusammenhang aufwiesen. Er hatte allerdings ein meteorologisches Element zum Ausgangspunkt der Untersuchung genommen, das Gewitter, dessen Begriff bis vor drei Jahrzehnten nicht scharf und einheitlich fixiert war und dessen Notierung, was leider auch heute noch gilt, ganz von der Aufmerksamkeit des Beobachters abhängt. Es kam ihm deshalb aber auch zur Überzeugung, daß in der Meteorologie nichts so sehr not tue, wie Einheitlichkeit in den Methoden und Stabilität der Beobachtungsstationen. Sehr bald sollte sich ihm die Gelegenheit bieten, diese Grundsätze praktisch zur Geltung zu bringen.

Das Kgl. bayerische Staatsministerium für Kirchen- und Schulangelegenheiten hatte unter dem Einfluß des großen Erfolges, den der erste internationale Meteorologenkongreß zu Wien im Jahre 1873 gehabt hatte, und angeregt durch die Gründung der Deutschen Seewarte den Entschluß gefaßt, ein einheitlich

organisiertes Netz meteorologischer Stationen ins Leben zu rufen, nachdem alle früheren diesbezüglichen Pläne gescheitert waren. Die Grundzüge der neuen Organisation wurden im Frühjahr 1877 von einer Kommission entworfen, die aus Mitgliedern der Akademie der Wissenschaften gebildet war, unter denen allein Wilhelm von Bezold der Meteorologie näher stand, da der Direktor der Sternwarte, Johann von Lamont, der sich um die Meteorologie und den Erdmagnetismus die größten Verdienste erworben hatte, wohl seines hohen Alters wegen — er stand damals im 72. Lebensjahre — zu den Beratungen nicht mehr zugezogen war.

Als der Entwurf im Juli 1878 die definitive ministerielle Genehmigung fand, wurde von Bezold unter Belassung im Hauptamte als Professor an der technischen Hochschule zum Direktor der kgl. bayerischen meteorologischen Zentralstation ernannt, der die Oberleitung des ganzen Netzes anvertraut werden sollte. Er schrieb nun eine durch Klarheit ausgezeichnete „Instruktion für die Beobachter an den bayerischen Stationen", adoptierte als einheitliche Beobachtungstermine die Stunden der Seewarte 8, 2, 8 und hielt bei der Einrichtung der Stationen an dem Grundsatz möglichst fest, diese in öffentlichen Gebäuden unterzubringen, um die Übelstände zu vermeiden, die aus dem Wohnungswechsel der Beobachter entspringen. Es gelang ihm auch, den ganzen Entwurf so rasch zur Ausführung zu bringen, daß am 1. Januar 1879 die Mehrzahl der Stationen (31 von 34) im Gange waren.

Schon im Juni 1879 erfuhr die Tätigkeit der Zentralstation eine Erweiterung durch die Einrichtung eines Netzes von 245 Stationen zur Beobachtung der Gewitter, da es sich als unmöglich erwies, von dem Fortschreiten und der Verbreitung eines Gewitters nur auf Grund der Beobachtungen der 34 Stationen höherer Ordnung ein richtiges Bild zu gewinnen. Damit hatte also von Bezold zuerst in Deutschland einen besonderen Gewitterdienst eingeführt, wie er schon 1865 von Leverrier in Frankreich und später in einigen anderen Ländern eingerichtet worden war, und hatte nun Gelegenheit, die Untersuchungen über Gewitter unter wesentlich anderen Gesichtspunkten aufzunehmen als bisher.

Bei der eingehenden Bearbeitung der zahlreichen Gewittermeldungen schenkte er dem Fortschreiten der einzelnen Gewitter

besondere Aufmerksamkeit und stellte dieses kartographisch so dar, daß er alle Orte, an denen zu derselben Zeit der erste Donner gehört wird, durch Linien verband, die er Isobronten nannte, im Gegensatz zu den Italienern, welche die schwerer bestimmbare „fase massima“, d. h. den Höhepunkt der Erscheinung, dazu wählen, während LEVERRIERS Mitarbeiter FRON durch „lignes isochrones“, die der zeitlichen Mitte entsprechen, das Fortschreiten zur Anschauung bringt. Die BEZOLDsche Methode hat sich wegen ihrer Sicherheit und Bequemlichkeit in Zentraleuropa meist eingebürgert, zumal seine späteren Untersuchungen zeigten, daß gerade der vordere Rand der heftigeren Gewitter bezüglich der Verteilung von Luftdruck, Temperatur und Windrichtung eine Scheidegrenze bildet (Zeitschr. f. Meteorologie Bd. 18). Ferner ermittelte VON BEZOLD Jahr für Jahr außer der räumlichen Ausdehnung der Gewitter die Geschwindigkeit ihres Fortschreitens, sowie die Jahres- und Tagesperiode. Hierbei fand er eine bis dahin unbeachtete Eigentümlichkeit, nämlich das Vorhandensein eines sekundären Maximums der Gewitterhäufigkeit in den frühen Morgenstunden neben dem Hauptmaximum am Nachmittag, eine Tatsache, die ich zwei Jahre später durch die verschiedene Tages- und Jahresperiode der Wärmegewitter und der Wirbelgewitter erklären konnte.

Gleichzeitig mit diesen wichtigen Gewitteruntersuchungen beschäftigte er sich mit einer anderen meteorologischen Frage, die von jeher in Deutschland viel Beachtung gefunden hat, nämlich mit den Kälterückfällen des Mai. Diese auffällige Störung im jährlichen Gange der Temperatur, die wegen ihrer Gefährlichkeit für die Pflanzenwelt vom Landmann und Gärtner gefürchtet wird, war zuletzt 1856 von DOVE behandelt worden, der das Vorhandensein der Anomalie für Nord- und Zentraleuropa sicher festgestellt hatte, ohne sie aber ausreichend erklären zu können; denn die 1839 von ERMAN aufgestellte Hypothese, daß die Asteroiden der Novemberperiode sich im Mai jeden Jahres zwischen der Sonne und der Erde auf dem Radius vector der letzteren befinden und damit eine thermische Beschattung der Erde hervorrufen, war mit Recht längst verlassen worden. Allerdings hielt man noch immer an der Meinung fest, daß die Maifröste vorzugsweise an bestimmten Tagen, den sog. Eisheiligen, vom 11. bis 13. Mai, auf-

treten und daß daher die Untersuchung der meteorologischen Verhältnisse gerade dieser Periode den Schlüssel für die Erklärung der Erscheinung liefern müsse, während jetzt als ausgemacht gilt, daß wir hier wie bei vielen anderen Wetter- und Bauernregeln nur eine volkstümliche Datierung vor uns haben, die aus dem frühen Mittelalter stammt, in dem man die moderne Datumszählung vom Ersten bis zum Letzten eines Monats noch nicht kannte, sondern nur nach einigen wenigen Kalenderheiligen die ungefähre Zeit eines Ereignisses bestimmte. Die Volksregel will also nur zum Ausdruck bringen, daß in der Mitte des Mai Kälterückfälle zu erwarten sind. Langjährige Beobachtungsreihen von 60 und mehr Jahren, über die wir jetzt verfügen, zeigen in der Tat, daß die fraglichen Tage vom 11. bis 13. Mai in den Mittelwerten keinen Temperaturrückgang zeigen, woraus schon ohne weiteres hervorgeht, daß die Kälterückfälle sich auf den ganzen Monat verteilen müssen, also keinen streng periodischen Charakter des Auftretens haben können.

von Bezold setzte nun mit seiner Untersuchung an einer Stelle ein, die trotz der großen Erfolge, welche die junge synoptische Methode schon gezeitigt hatte, kaum noch beachtet worden war. Er suchte nämlich die mittlere Luftdruckverteilung in den einzelnen Pentaden des Monats Mai, insbesondere für diejenige vom 11. bis 15., zu konstruieren, um dann mittels des Buys Ballotschen Gesetzes die Winde und somit die Herkunft der Kälterückfälle zu ermitteln. Da indessen nur von sehr wenigen Orten langjährige Mittelwerte des Luftdrucks für die einzelnen Tage oder Pentaden veröffentlicht vorlagen, ließ sich auf direktem Wege die Aufgabe nicht lösen. Er benutzte aber in geschickter Weise eine kurz vorher von Wild gefundene engere Beziehung zwischen Isobaren und Isanomalen der Temperatur, um durch Konstruktion der Isanomalen des betreffenden Zeitraumes, wofür mehr Material vorlag, wenigstens ein ungefähres Bild von dem allgemeinen Verlauf der Isobaren zu erhalten. Er fand so, daß gerade in der dritten Pentade, d. h. zwischen dem 11. und 15. Mai, über Ungarn ein relativ niedriger Luftdruck sich ausbildet, der in Deutschland nördliche Winde und damit einen Kälterückfall zur Folge hat. Freilich hat später reicheres Beobachtungsmaterial diese Befunde nicht ganz bestätigt; denn wir wissen jetzt, daß die Kälterückfälle

des Mai nicht auf einen einzigen Wettertypus zurückzuführen sind, aber dennoch wird von Bezolds Untersuchung in methodologischer Beziehung immer Wert behalten, wenn sie auch andererseits die Mahnung in sich birgt, in der Meteorologie nicht aus kurzen Beobachtungsreihen allgemeine Schlüsse zu ziehen.

Die großen Vorteile der eben genannten synoptischen Methode waren von Bezold offenbar deutlich zum Bewußtsein gekommen, seitdem die Kgl. bayerische meteorologische Zentralstation tägliche Wetterkarten herausgab. Er hatte nämlich auf Betreiben der bayerischen landwirtschaftlichen Gesellschaft im Sommer 1881 einen Wetterdienst in Bayern eingerichtet, der viel Anklang fand und heute noch in wesentlich derselben Form fortbesteht. Dabei sprach er schon die Überzeugung aus, die erst neuerdings in den Kreisen norddeutscher Landwirte wieder zur Geltung kommt, daß die bloße Wetterprognose ohne Wetterkarte wenig Nutzen stifte.

Noch einmal nahm er 1884 seine erste Untersuchung vom Jahre 1869 über die Blitzstatistik in Bayern auf und fand an der Hand des neu hinzugekommenen Materials, daß die Zunahme der Zahl der Beschädigungen durch Blitz bis 1882 immer noch fortdauerte. Als er zum letzten Male 1899 auf diese interessante Frage der Steigerung der Blitzgefahr zurückkam, war sie sogar auf das Sechsfache derjenigen von 1833 gestiegen. Da die Gewitter eine ähnliche Zunahme der Häufigkeit nicht aufweisen, kann der Grund der eigentümlichen Tatsache nicht in rein meteorologischen Verhältnissen gesucht werden.

Die eben skizzierten meteorologischen Leistungen von Bezolds, sein geschicktes Eingreifen in die Verhandlungen der Deutschen Polarkommission, welche die Besetzung zweier Stationen in dem bereits erwähnten „Polarjahr" 1882/83 vorzubereiten hatte, und seine fördernde Teilnahme an der Gründung der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft im November 1883 hatten die Aufmerksamkeit maßgebender Kreise auch außerhalb Bayerns auf ihn gelenkt. Und als im Jahre 1885 die längst geplante, aber immer wieder zurückgestellte Reorganisation des Preußischen Meteorologischen Instituts endlich in Angriff genommen werden sollte, erging an von Bezold der Ruf als Professor der Meteorologie an der Berliner Universität und Direktor des Meteorologischen Instituts, sie ins Werk zu setzen. So erfreut und dankbar

er über die für ihn so ehrenvolle Berufung war, bat er sich doch einige Bedenkzeit aus; denn er wäre am liebsten Physiker im Hauptfach und seiner Frau zuliebe auch gern in München geblieben, hoffte er doch die durch von Jollys Tod erledigte Professur für Physik an der Universität, oder, falls diese seinem Kollegen Beetz zufallen sollte, dessen Professur für Experimentalphysik an der technischen Hochschule zu erhalten. Keine der beiden Möglichkeiten verwirklichte sich, und damit war von Bezold für Berlin gewonnen.

Nun beginnt der zweite Abschnitt seines Lebens, der ihn in glänzender Entfaltung seiner Talente auf die Höhe des Ruhmes geführt hat. Die ihm gestellte dankbare Aufgabe, der Eintritt in einen großen Wirkungskreis, sowie die Möglichkeit vielseitiger Betätigung in den wissenschaftlichen Vereinen Berlins, deren große Regsamkeit ihm schon bei dem ersten Besuche unserer Stadt 1860 aufgefallen war, boten ihm reiche Gelegenheit, seine Begabung als Organisator, Lehrer und Gelehrter zur Geltung zu bringen.

Für die Reorganisation des Meteorologischen Instituts lagen bereits seit einem Jahrzehnt umfangreiche Pläne vor, die jedoch wegen des hohen Kostenanschlages immer wieder beiseite gelegt worden waren. Es war von Bezolds erstes Verdienst, diese Entwürfe so wesentlich zu vereinfachen, daß ihre Verwirklichung möglich erschien, zumal er für deren Durchführung mehrere Jahre in Aussicht nahm. Sodann erhob er mit Recht Einspruch gegen die geplante räumliche Verbindung des Zentralinstituts, dem die Leitung des Ganzen obliegt, mit dem zu schaffenden meteorologisch-magnetischen Observatorium, für das ein Platz auf dem Telegraphenberg bei Potsdam schon lange vorgesehen war; denn er wollte „das Institut nicht nur zu einer Zentralstelle für die Beobachtungsstationen, nicht nur zu einer Stätte wissenschaftlicher, von Fachgelehrten auszuführender Untersuchungen machen, sondern zugleich zu einem Lehrinstitut“ und zu einer wissenschaftlichen Auskunftsstelle im weitesten Sinne des Wortes. „All’ diesen Bedingungen konnte aber nur genügt werden, wenn sich das Zentralinstitut in der Hauptstadt befindet, am Sitz der Behörden, im Mittelpunkt des geistigen und materiellen Verkehrs.“

Hinsichtlich der weiteren Organisation wurde beschlossen, das Netz der Stationen II. und III. Ordnung zu vervollständigen, mit Instrumenten neu auszurüsten und an allen die gleichen Beobachtungsstunden 7, 2, 9 einzuführen, die günstiger sind als 8, 2, 8. Außerdem wurde die Einrichtung eines dichten Netzes von rund 2000 Regenstationen in Aussicht genommen, an denen zugleich Beobachtungen über Gewittter angestellt werden sollten. So entstanden bald am Zentralinstitut drei große natürliche Abteilungen, die sich mit einigen Abänderungen in der Abgrenzung ihrer Tätigkeit bis jetzt erhalten haben.

Längere Zeit nahm die Durchführung des Planes der Errichtung des Potsdamer Observatoriums in Anspruch. Es sollte aus einem Hauptgebäude bestehen, das, abgesehen von den Dienstwohnungen, Räume für die Bureaus, Bibliothek und ein Laboratorium enthält. In angemessenem Abstande davon sollte das eigentliche magnetische Observatorium errichtet werden, das im Kellergeschoß die Variations- und Registrierapparate, zu ebener Erde die Instrumente für absolute Messungen beherbergt. Für die Aufstellung der meteorologischen Instrumente wurde die Wiese zwischen beiden Gebäuden bestimmt, und um dem Anemometer eine genügend freie Exposition zu geben, mußte dem Hauptgebäude ein 32 m hoher Turm angefügt werden, dessen obere Zimmer und Plattform zugleich eine ungehinderte Himmelsschau gestatten. Erst in den Staatshaushaltsetat 1888/89 konnte die erste Rate der für den Bau erforderlichen Mittel eingestellt werden, und in den Jahren 1891/92 war alles soweit fertig, daß die Observatorien in Tätigkeit treten konnten. Beide wurden mit Instrumenten der neuesten und bewährtesten Konstruktion reichlich ausgestattet und der Betrieb der Beobachtungen von Anfang an in so umfassender Weise aufgenommen, daß das Potsdamer meteorologisch-magnetische Observatorium bald als eine der vollkommensten Anstalten dieser Art gelten konnte. Damit war die Reorganisation des Preußischen Meteorologischen Instituts in ihren Grundzügen angebahnt, wenn auch noch nicht vollendet. Es würde aber viel zu weit führen, wollte ich all' die mannigfachen Verbesserungen und Neuerungen des Näheren schildern, welche in den folgenden 15 Jahren noch geschaffen worden sind. Ich erinnere nur an die Errichtung der meteorologischen Gipfel-

observatorien auf Preußens höchsten Bergen, Schneekoppe und Brocken, an die systematische Erforschung der meteorologischen Verhältnisse in den höheren Luftschichten, von der noch später in anderem Zusammenhange zu sprechen sein wird, an die auf diplomatischem Wege vermittelte Einbeziehung aller nichtpreußischen Staaten Norddeutschlands in das Beobachtungsnetz des Instituts, an die Nutzbarmachung des reichen Beobachtungsmaterials für praktische Zwecke, insbesondere für die Wasserwirtschaft Preußens, an die Inangriffnahme der magnetischen Landesvermessung, der das Potsdamer Observatorium als Stützpunkt zu dienen hatte, und die in den letzten Jahren auch auf Südwestdeutschland ausgedehnt wurde.

Alle diese Maßnahmen kamen unter WILHELM VON BEZOLDS Oberleitung zur Ausführung, wobei er bereitwilligst den Ideen anderer, die ihm zweckmäßig erschienen, einen weitgehenden Einfluß gewährte. Denn das war eine vortreffliche Eigenschaft von ihm, daß er das Gute nahm, wo er es fand, und frei von Rechthaberei seinen Mitarbeitern, deren Initiative und Eifer er kannte, eine große Selbständigkeit einräumte.

Die amtliche Stellung als Direktor des Meteorologischen Instituts brachte es mit sich, daß er einige Ehrenämter übernehmen mußte, in denen er sein mannigfaltiges Wissen verwerten konnte. So vertrat er natürlich Preußen auf den internationalen Meteorologenkongressen und wurde 1891 an G. VON NEUMAYERS Stelle als Repräsentant Deutschlands in das Internationale Meteorologische Komitee gewählt. Sein Eifer, seine Geschicklichkeit und Liebenswürdigkeit haben viel dazu beigetragen, manche der vorgeschlagenen gemeinsamen Unternehmungen zum Gelingen zu bringen. So ist besonders das rasche Zustandekommen der internationalen Ballonaufstiege an verabredeten Tagen, sowie die Herausgabe der internationalen Dekadenberichte wesentlich seinem Eingreifen zu verdanken. Ferner gehörte VON BEZOLD dem Kuratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt an, durch das er wieder rein physikalischen Fragen näher kam, und war Mitglied der staatlichen Kommission zur Untersuchung der Hochwassergefahr, mit der er einige Strombereisungen ausführte.

VON BEZOLDS akademische Lehrtätigkeit kam in Berlin fast ganz der Meteorologie zugute und war wegen der starken In-

anspruchnahme durch die Leitung des Instituts naturgemäß weniger umfangreich als in München. Er las gewöhnlich im Winter über allgemeine, im Sommer über theoretische Meteorologie, hielt praktische Übungen ab und wußte jeden Winter einen großen Zuhörerkreis durch formgewandte Vorträge über „Wind und Wetter" zu fesseln; denn er besaß in hohem Maße die Gabe der Rede und wußte auch schwierige Fragen in klarer und anregender Weise zu entwickeln. Darum hingen alle seine Schüler, von denen mehrere an leitender Stelle tätig sind, mit großer Verehrung an ihrem Lehrer, dessen Anregung und Gedankenaustausch sie oft die Grundlagen eigener Arbeiten verdankten. Auch darf nicht unerwähnt bleiben, daß er zweimal ein Publikum über Geschichte der Physik las, das ihm selbst viel Freude bereitete, und in dem er in großen Zügen die Entwickelung dieser Wissenschaft darlegte. Der erste Entwurf dazu stammt schon aus der frühen Münchener Zeit.

Die in Berlin erzielten Lehrerfolge werden aber noch übertroffen durch seine eigenen wissenschaftlichen Arbeiten. Doch, ehe ich dazu übergehe, diese zu analysieren, scheint es mir zweckmäßig, seiner Betätigung in den wissenschaftlichen Gesellschaften zu gedenken, da sie in einigen Fällen jene beeinflußt hat.

Wenn, wie ich bereits andeutete, VON BEZOLD geteilten Herzens München verließ und nach Berlin übersiedelte, so hat ihn sicherlich die Aussicht freudig gestimmt, daß es ihm fortan möglich sein würde, den Sitzungen der Physikalischen Gesellschaft beizuwohnen und dadurch mit derjenigen Wissenschaft in engerer Fühlung zu bleiben, der er gern sein ganzes Leben gewidmet hätte und deren Berliner Koryphäen HELMHOLTZ, KIRCHHOFF, DUBOIS REYMOND er so aufrichtig bewunderte. Er wurde ein treues Mitglied der Physikalischen Gesellschaft und hat ihr, wie von dieser Stelle aus bereits hervorgehoben wurde [1]), die wertvollsten Dienste geleistet. In schwierigen Zeiten war er drei Jahre lang ihr Vorsitzender, sicherte das Weitererscheinen der „Fortschritte der Physik", deren Mitarbeiter er früher selbst gewesen war, und gestaltete die Feier ihres 50 jährigen Bestehens zu einem glanzvollen Jubeltage für die Gesellschaft.

---

[1]) Verhandl. d. Deutsch. Physik. Ges. 9, 91, 1907.

Natürlich wurde er auch bald Vorsitzender des Berliner Zweigvereins der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft, in der er einige seiner meteorologischen Arbeiten vortrug und oft lebhaft in die Diskussion eingriff, und von 1892 bis zu seinem Tode hat er die Deutsche Meteorologische Gesellschaft als erster Vorsitzender geleitet. Auf zwei von deren allgemeinen Versammlungen, die alle drei Jahre stattfinden, gab er ausgezeichnete Darstellungen des jeweiligen Standes der wissenschaftlichen Witterungskunde.

Besonders groß aber sind von Bezolds Verdienste um den Berliner Verein für Luftschiffahrt, dem er in einer Zeit beitrat, als dieser unter Assmanns Initiative sich gerade anschickte, die wissenschaftliche Erforschung der meteorologischen Vorgänge in den höheren Luftschichten tatkräftig zu fördern. Mit scharfem Blick erkannte von Bezold die hohe Wichtigkeit einer solchen Erweiterung der meteorologischen Beobachtungen in vertikaler Richtung und war unablässig bemüht, der Entwickelung dieses jungen hoffnungsvollen Zweiges meteorologischer Forschung die Wege zu ebnen. Nicht nur, daß er seine autoritative Stellung dazu benutzte, um dem Verein die nötigen Mittel zur Ausführung der Ballonaufstiege verschaffen zu helfen, und als Direktor des Meteorologischen Instituts sich die allmähliche Bildung einer eigenen Abteilung für wissenschaftliche aeronautische Arbeiten angelegen sein ließ, sondern er beteiligte sich auch selbst an der Verarbeitung der gewonnenen Beobachtungen. Er zeigte den Aeronauten, nach welcher Richtung die Beobachtungen in der Höhe zu erweitern wären, und erhielt andererseits von ihnen Material, um seinen theoretischen Untersuchungen einige empirische Grundlagen zu geben: eine höchst erfreuliche Wechselwirkung, bei der jeder Teil gab und empfing.

Füge ich noch hinzu, daß von Bezold in den ersten Jahren seines Berliner Aufenthaltes an den Arbeiten des Elektrotechnischen Vereins werktätigen Anteil nahm und auch dessen Unterausschuß für die Untersuchung der Blitzgefahr lange Zeit angehörte, daß er im Verein deutscher Ingenieure die Störungen besprach, welche die elektrischen Bahnen auf die erdmagnetischen Instrumente ausüben, und daß er endlich in der Gesellschaft für Erdkunde für das Zustandekommen der deutschen Südpolarexpedition vom erdmagnetischen Standpunkte aus aufs wirksamste

eintrat, so werden Sie die Vielseitigkeit der Interessen des geistig so regsamen Mannes am besten ermessen können.

Da ihm nun bei dieser starken Inanspruchnahme durch Direktorat, Professur und Ehrenämter kaum genügend Zeit zu eigenen wissenschaftlichen Untersuchungen geblieben wäre, wenn sich diese auf umfangreiche Experimente oder zeitraubende Rechnungen gestützt hätten, so zog er allmählich mehr und mehr solche Arbeiten vor, die sich ohne größeren äußeren Apparat im Studierzimmer erledigen lassen, d. h. er wurde Theoretiker. Diesem Umstande verdanken wir es, daß von Bezold während der letzten 20 Jahre grundlegende theoretische Arbeiten aus dem Gebiete der „Physik der Atmosphäre", als welche er die Meteorologie aufgefaßt wissen wollte, geleistet und speziell die Grundzüge zu einer Thermodynamik der Atmosphäre gegeben hat.

Vorher veröffentlichte er aber noch einige Arbeiten, die sich zum Teil an diejenigen der Münchener Periode anschließen oder doch deren Charakter tragen.

Die schon 1883 von ihm erwiesene Möglichkeit, an Tomlinsonschen Kohäsionsfiguren stationäre Strömungen, die durch kleine Temperaturdifferenzen bedingt werden, sichtbar zu machen, hatte ihn dazu geführt, diese Versuche auf rotierende Flüssigkeiten auszudehnen, um Anhaltspunkte für das Verhalten der Wirbelbewegungen in der Atmosphäre zu gewinnen. Er kam zu dem Schluß, daß nahe dem Zentrum einer Zyklone auch herabsteigende Bewegungen möglich wären, und veröffentlichte diese seine letzte Experimentaluntersuchung 1887 in den Sitzungsberichten der Kgl. Preußischen Akademie der Wissenschaften, die ihn das Jahr vorher zu ihrem Mitgliede gemacht hatte und in deren Schriften von nun an fast alle seine Originalarbeiten erschienen.

Das Jahr darauf, 1888, kam er wieder auf die Gewitterstudien zurück und untersuchte, da er schon früher glaubte, gesetzmäßige Beziehungen zwischen der Häufigkeit der Gewitter und der Sonnenflecke gefunden zu haben, ob sich nicht eine mit der Dauer der Sonnenrotation zusammenfallende, nahezu 26tägige Periode der Gewitter erkennen lasse, wie sie für verschiedene erdmagnetische Elemente konstatiert worden war. Aus achtjährigen Beobachtungen in Bayern und Württemberg ergab

sich ein Einfluß der Sonnenrotation, insofern am 4. und 21. Tage Maxima, am 1. und 12. Tage Minima auftraten. Da aber später schwedische Untersuchungen zeigten, daß diese 26tägige Periode, aus verschiedenen Jahrgängen berechnet, erheblich anders ausfällt und daß sich ebensogut Perioden von 25, 26, 27 und 31 Tagen nachweisen lassen, nahm er übereinstimmend mit einer von KÖPPEN aufgestellten Hypothese zuletzt an, daß die Inkonstanz der Periode von fortgesetzten Änderungen in der Lage der besonders aktiven Stellen der Sonne herrühre. Danach hätten wir es mit einer Periode von wechselnder Phasenzeit zu tun, die deshalb für die erhofften Zwecke der Wetterprognose kaum verwendbar wäre. Doch darf diese Frage noch nicht als abgeschlossen gelten.

In demselben Jahre 1888 legte VON BEZOLD unter dem Titel „Zur Thermodynamik der Atmosphäre“ der Akademie der Wissenschaften eine erste Mitteilung vor, der in den folgenden zehn Jahren noch vier weitere sich anschlossen. Diese bahnbrechenden Arbeiten haben seinen Ruhm als theoretischer Meteorologe begründet und zum ersten Male in ausgedehntem Maße eine rein physikalische Auffassung in viele Fragen der Meteorologie hineingetragen. Zwar war schon seit Jahrzehnten — am erfolgreichsten von unserem Altmeister JULIUS HANN — die mechanische Wärmetheorie zur Erklärung gewisser atmosphärischer Vorgänge mit Nutzen angewandt worden, doch hatte man von ihr noch keinen so allgemeinen Gebrauch gemacht, weil die sehr verwickelten Formeln, zu denen sie trotz manchen vereinfachenden Voraussetzungen führte, der Abstraktion von Schlußfolgerungen große Schwierigkeiten bereitete. Da kam wieder die methodologische Gewandtheit VON BEZOLDS zu Hilfe, indem er eine höchst fruchtbare Darstellungsweise in die Meteorologie einführte, mit der er sich schon als Professor der technischen Physik in München hatte beschäftigen müssen. Sie rührt von dem französischen Ingenieur CLAPEYRON her, der zuerst 1843 bei der Maschinenlehre Gebrauch von ihr machte, und besteht in einem einfachen graphischen Verfahren, welches gestattet, schon aus der Gestalt des Kurvenbildes wichtige Folgerungen zu ziehen.

Der Gegenstand erlaubt es nicht, ohne Zeichnungen und Formeln eine nähere Analyse des Inhaltes dieser fünf Abhand-

lungen hier zu geben. Ich muß mich vielmehr auf eine allgemeine Würdigung derselben beschränken. Ihr hoher Wert liegt zunächst in der Methode und dem an einzelnen Fällen, wie dem Föhn, dem Luftaustausch zwischen Zyklone und Antizyklone, der Wolken- und Niederschlagsbildung, erbrachten Nachweis ihrer Fruchtbarkeit. Dabei werden weniger neue Gesetze und Beziehungen atmosphärischer Erscheinungen gefunden, die nicht schon aus den Beobachtungen direkt bekannt geworden wären, als vielmehr diese in einen engeren physikalischen Zusammenhang gebracht, so daß man viele allgemeine Gesichtspunkte gewinnt. Andererseits wird zum ersten Male auf die hohe Bedeutung gewisser Zustände der Atmosphäre, wie Übersättigung und Überkaltung, für die Gewitter- und Hagelbildung, eingehend hingewiesen, sowie die Vorgänge an den Oberflächen der Wolkenschichten erfolgreich mit in den Kreis der Betrachtung gezogen.

Sodann aber führen diese VON BEZOLD schen Arbeiten zu einer Reihe von neuen Begriffen, die sich nicht bloß für die Meteorologie, sondern auch für die Physik bedeutungsvoll erweisen. So unterscheidet er von den streng adiabatischen Vorgängen die pseudoadiabatischen, wenn das in aufsteigenden Luftströmen durch Kondensation gebildete Wasser herausfällt. Er macht einen Unterschied zwischen Temperatur und Wärmegehalt der Luft, worunter diejenige Wärmemenge verstanden wird, welche einer gegebenen Luftmenge zuzuführen ist, um sie unter konstantem Drucke von einer Anfangstemperatur auf eine gegebene Endtemperatur zu bringen. Er benutzt ferner vorteilhaft einen zuerst von HELMHOLTZ eingeführten Begriff, den er mit dessen Zustimmung potentielle Temperatur nennt; es ist dies die absolute Temperatur, die ein Körper annimmt, wenn er ohne Wärmezufuhr und Wärmeentziehung auf den Normaldruck gebracht wird. Er spricht endlich von zusammengesetzter Konvektion, wenn bei Wärmeübertragungen neben dem Transport erwärmter oder abgekühlter Körper noch Änderungen des Aggregatzustandes ins Spiel kommen.

So wichtig und zum größten Teil neu alle diese theoretischen Untersuchungen über die Vorgänge in auf- und absteigenden Luftströmen waren, so erhielten sie doch erst die richtige Befruchtung, als sie an der Hand von Beobachtungen in Ver-

tikalschnitten durch die Atmosphäre geprüft, berichtigt und ergänzt werden konnten. Es muß daher als ein besonders glücklicher Umstand bezeichnet werden, daß gerade zu der Zeit, als von Bezold diese Arbeiten beendete, auch die Ergebnisse der Berliner wissenschaftlichen Luftfahrten im wesentlichen abgeschlossen vorlagen, so daß er in einem Schlußkapitel des großen Werkes über diese Fahrten die wichtigsten neuen Beobachtungen unter solchen theoretischen Gesichtspunkten zusammenfassen konnte. Er bedient sich auch hier wieder einer sehr zweckmäßigen graphischen Methode, nämlich der Zustandskurven, und untersucht an ihnen die mittlere Verteilung der meteorologischen Elemente in der Vertikalen, aus deren Übereinstimmung bzw. Abweichungen von den theoretisch berechneten sich neue Schlußfolgerungen ergeben.

Eine wertvolle Ergänzung erhielt diese Arbeit durch die im 13. Bande der Zeitschrift für Luftschiffahrt veröffentlichte Abhandlung „Über die Verarbeitung der bei Ballonfahrten gewonnenen Feuchtigkeitsangaben“, in der er neben der „spezifischen Feuchtigkeit“, d. h. der in der Masseneinheit Luft enthaltenen Dampfmenge, das „Mischungsverhältnis“, d. h. die der Masseneinheit trockener Luft beigemischte Wassermenge vorteilhaft verwertet.

Ein Kapitel der rein dynamischen Meteorologie behandelt von Bezold in der Arbeit „Zur Theorie der Zyklonen“, die bei absichtlicher Beschränkung auf zentrierte Wirbel manche bisherige Anschauungen klärt, wenn sie auch keine eigentliche Theorie gibt, die er erst dann für möglich hält, wenn man die Zyklonen und Antizyklonen in ihrem Zusammenhange mit der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre unter weiten Gesichtspunkten betrachtet. Leider hat er darauf verzichten müssen, eine Lieblingsidee zur Durchführung zu bringen, über die er gern zu diskutieren pflegte, nämlich den gesamten Wärmehaushalt in der Atmosphäre und an der Erdoberfläche einheitlich darzustellen. Er hat aber einen sehr erfolgreichen Anfang dazu gemacht in der 1892 erschienenen Abhandlung über den Wärmeaustausch, in der er zunächst einen Überblick über die hierbei in Betracht kommenden Faktoren gibt, eine Reihe von Leitsätzen aufstellt und zum Teil in mathematische Formeln kleidet und schließlich

eine besonders lehrreiche Darstellung des Wärmeaustausches in den obersten Schichten des Erdbodens liefert.

Der Förderung dieses Problems des gesamten Wärmehaushaltes in der Atmosphäre sollte auch die Abhandlung dienen: „Über klimatologische Mittelwerte für ganze Breitenkreise“, deren Hauptwert wieder in der zweckmäßigen Methode besteht. Anstatt nämlich diese Werte für Breitenkreise von gleichem Abstande zu berechnen, tat er dies für gleiche Intervalle des Sinus der geographischen Breite, also für Kugelzonen von gleichem Flächeninhalt, wodurch sich viele weitere Rechnungen außerordentlich vereinfachen. Er ist auf diesen Gegenstand noch einmal zurückgekommen in seiner letzten wissenschaftlichen Arbeit, die er 1906 im HANN-Band der Meteorologischen Zeitschrift veröffentlichte.

Bewundern wir in den meteorologischen Arbeiten VON BEZOLDs den Reichtum an neuen Ideen und Gesichtspunkten, die Geschicklichkeit in der Wahl fruchtbarer Methoden, sowie die klare und elegante Darstellungsweise in Schrift wie Bild, so gilt dies nicht minder von den Untersuchungen über den Erdmagnetismus, dem er in den Jahren 1893 bis 1903 sein besonderes Interesse zuwandte. Und wenn sich bezüglich dieser ein englischer Fachmann kürzlich dahin geäußert hat, daß sie „rather a matter of definitions and identifications than of original ideas“ wären, so muß demgegenüber entschieden betont werden, daß VON BEZOLD bei den meisten seiner theoretischen Arbeiten absichtlich von scharf umgrenzten Begriffen alter oder neuer Prägung ausging, mit diesen mathematisch-physikalisch operierte und so zu neuen Feststellungen und Gesetzen gelangte. Speziell aber hat die Einführung von Isanomalen des erdmagnetischen Potentials und deren Zeichnung, sowie die darauf gestützte Zerlegung des Gesamtmagnetismus in einen normalen und anormalen Teil sich so erfolgreich erwiesen, daß hierin ein erfreulicher weiterer Fortschritt in der Theorie zu erblicken ist. Ebenso hat aber auch VON BEZOLDs Wiederaufnahme der grundlegenden SCHUSTERschen Untersuchungen über die tägliche Variation des Erdmagnetismus fördernd und belebend gewirkt; denn er gab darin zuerst eine höchst lehrreiche kartographische Darstellung der Linien gleichen Potentials der täglichen Variation und gelangte unter Verwen-

dung der von ihm astronomisch orientierten Vektordiagramme unter anderem zu dem interessanten Schluß, daß hierbei auch meteorologische Einflüsse maßgebend sein dürften. Jedenfalls haben von Bezolds erdmagnetische Arbeiten einen neuen Impuls zum Ausbau der Gaussschen Potentialtheorie gegeben, die man vorher in Deutschland eigentlich nur in dem Sinne zu fördern bestrebt war, daß man die Koeffizienten oder Gaussschen Konstanten in immer größerer Zahl mühsam berechnete, um bezüglich der Verteilung der erdmagnetischen Elemente auf der Erdoberfläche Theorie und Beobachtung möglichst in Einklang zu bringen.

Außer den streng wissenschaftlichen Arbeiten veröffentlichte von Bezold noch in der Zeitschrift „Himmel und Erde" mehrere allgemeinverständliche Aufsätze über Wolken- und Niederschlagsbildung, sowie über die Meteorologie als Physik der Atmosphäre, die, nach Inhalt und Form gleich vollendet, in weiteren Kreisen das Verständnis für die modernen Anschauungen in der Witterungskunde außerordentlich gefördert haben.

Im Herbst 1906 war es ihm vergönnt, eine seit längerer Zeit vorbereitete Gesamtausgabe seiner Abhandlungen über Meteorologie und Erdmagnetismus erscheinen zu sehen. Sie enthält 20 der rein wissenschaftlichen Arbeiten, zum Teil mit Verbesserungen und kleinen Zusätzen versehen, und wird der Weiterentwickelung seiner Forschungen die größten Dienste leisten.

Die Kaiserliche Akademie der Wissenschaften zu St. Petersburg machte ihn daraufhin zu ihrem korrespondierenden Mitgliede und die Leopoldinisch-Karolinische Akademie Deutscher Naturforscher verlieh ihm die goldene Cotheniusmedaille. Daß aber auch schon vorher einem so verdienten Gelehrten gegenüber die Regierungen wie die wissenschaftlichen Körperschaften mit Auszeichnungen nicht kargten, erscheint ganz selbstverständlich. Er gehörte den Akademien in München und Wien, den Gesellschaften der Wissenschaften in Christiania und Göttingen, sowie vielen anderen Vereinen des In- und Auslandes, insbesondere auch den meteorologischen Gesellschaften Englands, Italiens und Österreichs, als auswärtiges oder Ehrenmitglied an. Für alle diese und andere Ehrungen war er von Herzen dankbar und legte Wert auf sie als Anerkennungen seiner Bestrebungen. Am meisten aber fühlte er sich beglückt durch die Huld Seiner

Majestät des Kaisers, der ihn öfters bei sich sah und Berichte über neue Forschungen auf meteorologisch-magnetischem Gebiete von ihm entgegennahm.

Der äußere Lebensgang WILHELM VON BEZOLDS in Berlin war ein ruhiger und glücklicher. Seine heitere, liebenswürdige Natur, sowie die geselligen Talente seiner Frau, die sich an die hiesigen Verhältnisse bald gewöhnt hatte, verschafften ihm innerhalb des großen Wirkungskreises, in den er gestellt war, zahlreiche Freunde und Bekannte. Seine Neigung für die bildenden Künste und die in früher Jugend erworbene Liebe zur Alpenwelt, die er alljährlich aufsuchte, um neue Arbeitskraft zu schöpfen, haben ihm viele frohe und genußreiche Stunden verschafft.

Der erste finstere Schatten, der in sein Leben fiel, war der plötzliche Tod seiner Frau im Dezember 1900.

Er war von zarter Konstitution; aber, da er haushälterisch mit seinen Kräften umging, erfreute er sich im allgemeinen einer guten Gesundheit, bis auf die letzten zwei Jahre, in denen sich immer deutlichere Spuren einer schweren Krankheit zeigten. Vergeblich suchte er noch im Sommer 1906 Heilung in Bad Gastein, wo schon eine ernste Krisis eintrat, über deren Tragweite er sich glücklicherweise nicht recht bewußt wurde; im Herbste bemühte er sich, die gewohnte Tätigkeit wieder aufzunehmen, doch von Weihnachten ab war er meist ans Bett gefesselt, bis ihn am 17. Februar dieses Jahres ein sanfter Tod hinwegnahm.

Damit war ein schönes, glückliches und reich gesegnetes Leben zum Abschluß gekommen.

Die Meteorologie verliert in WILHELM VON BEZOLD einen ihrer bedeutendsten Vertreter, gleich verdient durch eigene wissenschaftliche Arbeiten wie durch organisatorische Leistungen, die Physik einen erfolgreichen Forscher, die wissenschaftliche Aeronautik einen ihrer besten Berater und Förderer. Wir alle aber, meine Herren, die wir in ihm einen Freund oder Kollegen, einen Lehrer oder Meister verloren haben, und in deren Herzen er sich schon bei Lebzeiten ein unvergängliches Denkmal der Liebe und Dankbarkeit aufgerichtet hat, wir werden sein Gedächtnis für alle Zeit wahren und hoch in Ehren halten.

Verzeichnis der wissenschaftlichen Veröffentlichungen Wilhelm von Bezolds.

Zur Theorie des Condensators. Inaug.-Diss. Göttingen. Göttingen 1860. 8°. 60 S. Im Auszug Ann. d. Phys. **114**, 404—439, 1861.

Ueber die physikalische Bedeutung der Potential-Function in der Elektricitätslehre. Habilitationsschrift. München 1861. 8°. 35 S. 1 Taf.

Ueber das Verhalten der starren Isolatoren gegen Elektricität. Münch. Sitzber. 1863, I, 563—568. Ann. d. Phys. **125**, 132—137, 1865.

Ueber die mathematischen Beziehungen zwischen den krystallographischen Grundgesetzen. Münch. Sitzber. 1863, II, 350—372.

Zur Lehre vom binocularen Sehen. Münch. Sitzber. 1864, II, 372—381.

Beobachtungen über die Dämmerung. Ann. d. Phys. **123**, 240—276, 1864.

Zur Lehre von den identischen Netzhautpunkten. ZS. f. Biol. **1**, 169—179, 1865.

Das Gesetz von der Erhaltung der Kraft. Kunst- u. Gewerbe-Blatt des polytechn. Ver. f. Bayern **51**, 258—272, 1865.

Ueber binoculares Sehen. ZS. f. Biol. **1**, 237—262, 1865; 1 Taf. **2**, 178—188, 1866. Ann. d. Phys. **130**, 424—433, 1867.

Das Kapitel **„Physiologische Optik“** für die Jahrgänge 1866 bis 1873 der „Fortschritte der Physik“, herausgeg. von der phys. Ges. zu Berlin.

Ueber Zerstreuungsbilder auf der Netzhaut. Arch. f. Ophth. **14**, 1—30, 1868; 2 Taf.

Ein Beitrag zur Gewitterkunde. Ann. d. Phys. **136**, 513—544, 1869; 1 Taf.

Ueber objective Darstellung von Zerstreuungs-Bildern. Arch. f. Ophth. **15**, 281—283, 1869.

Ueber das Verhalten der isolirenden Zwischenschicht eines Condensators. Ann. d. Phys. **137**, 223—247, 1869; 1 Taf.

Versuche über Zerstreuungsbilder. Ann. d. Phys. **138**, 554—560, 1869; 1 Taf.

Ueber eine neue Art elektrischer Staubfiguren. Münch. Sitzber. 1869, II, 145—149.

Elektrische Staubfiguren als Prüfungsmittel für die Art der Entladung. Münch. Sitzber. 1869, II, 371—378; 1 Taf.

Ueber den Elster'schen Gasdruckmesser. Journ. f. Gasbel. 1869.

Untersuchungen über elektrische Staubfiguren. Ann. d. Phys. **140**, 145—159, 1870; 1 Taf.

Untersuchungen über die elektrische Entladung. Münch. Sitzber. 1870, I, 114—128. Ann. d. Phys. **140**, 541—552, 1870; 1 Taf.

Ueber die elektromotorische Kraft des galvanischen Lichtbogens. Ann. d. Phys. **140**, 552—560, 1870.

Einige analoge Sätze der Photometrie und Anziehungslehre. Ann. d. Phys. **141**, 91—94, 1870.

Untersuchungen über den Elektrophor. Münch. Sitzber. 1870, II, 134—153.

Die Theorie des Elektrophors. Münch. Sitzber. 1871, 18—28.

Untersuchungen über den Elektrophor. Ann. d. Phys. **143**, 52—87, 1871; 1 Taf.

Ueber das Bildungsgesetz der Lichtenberg'schen Figuren. Ann. d. Phys. **144**, 337—363, 526—550, 1871; 2 Taf.

Ueber das Gesetz der Farbenmischung und die physiologischen Grundfarben. Ann. d. Phys. **150**, 71—93, 221—247, 1873; 1 Taf.

Die Farbenlehre im Hinblick auf Kunst und Kunstgewerbe. Braunschweig, G. Westermann 1874. 8⁰. 296 S. Englisch. Boston 1876. Russisch. St. Petersburg 1877.

Ueber binoculare Farbenmischung. Ann. d. Phys., Jubelbd., 585—590, 1874.

Untersuchungen über die Wärmevertheilung in geheizten Räumen. (Mit E. Voit). ZS. d. bayer. Architekten- u. Ingenieur-Vereins 1874, Heft 2—4. 11 S. 2 Taf.

Ueber gesetzmäßige Schwankungen in der Häufigkeit der Gewitter während langjähriger Zeiträume. Münch. Sitzber. 1874, 284—322.

Ueber das doppelte Maximum in der Häufigkeit der Gewitter während der Sommermonate. Münch. Sitzber. 1875, 220—238.

Ueber die Vergleichung von Pigmentfarben mit Spectralfarben. Münch. Sitzber. 1876, 30—34. Ann. d. Phys. **158**, 165—169, 1876.

Eine neue Methode der Farbenmischung. Münch. Sitzber. 1876, 106—112. Ann. d. Phys. **158**, 606—612, 1876.

Die Theorie der stationären Strömung unter ganz allgemeinen Gesichtspunkten betrachtet. Münch. Sitzber. 1877, 188—215. Ann. d. Phys. N. F. **3**, 12—36, 1878.

Ueber die Fluorescenz der lebenden Netzhaut. (Mit G. Engelhardt). Münch. Sitzber. 1877, 226—233.

Instruction für die Beobachter an den meteorologischen Stationen im Königreich Bayern. München 1878. 8⁰. IV, 36 S.

Beiträge zur Geschichte der physiologischen Optik (Farbenkreisel und binoculares Sehen). Ann. d. Phys., Ergänzbd. **8**, 510—515, 1878. Bull. di Bibl. e di Storia d. Sc. Mat. e Fis. **12**, 1879. 4 S.

v. B. gab heraus die: **Beobachtungen der meteorologischen Stationen im Königreich Bayern.** (Mit C. Lang). 1879 bis 1885, und allein seit

1886 die: **Veröffentlichungen des Königlich Preußischen Meteorologischen Instituts.**

Mittheilungen über das neu organisirte Netz meteorologischer Stationen im Königreiche Bayern. ZS. d. österr. Ges. f. Met. **14**, 171—174, 1879.

Ueber Lichtenberg'sche Figuren und elektrische Ventile. Münch. Sitzber. 1880, 624—634. Ann. d. Phys. N. F. **11**, 787—795, 1880.

Hydrostatische Zeigerwaage. Centralztg. f. Optik u. Mechanik **1**, 101.

Der Prognosendienst im Königreiche Bayern während des Sommers 1881. (Vortrag in der Centralversammlung des landwirth. Ver. am 3. Oct. 1881). München 1881. 8°. 12 S.

Leuchtende Wolken. ZS. d. österr. Ges. f. Met. **17**, 146—147, 1882.

Ueber Luftmischer für Luftheizungen nach E. Kellings Patent. ZS. f. Baukunde **5**.

Kurze Anleitung zur Beobachtung der Dämmerungserscheinungen. Mitt. d. internat. Polarcommission. St. Petersburg 1882. S. 81—84.

Die internationale Polarforschung in den Jahren 1882 und 1883. Dtsch. Revue 1883, 1—23.

Die Kälterückfälle im Mai. Abh. d. k. bayer. Akad. **14**, 2, 71—107, 1883; 1 Karte.

Die Untersuchungen über Gewitter in Bayern und Württemberg. Elektrotechn. ZS. **4**, 132—135, 1883.

Ueber die Vertheilung des Luftdruckes und der Temperatur während größerer Gewitter. ZS. d. österr. Ges. f. Met. **18**, 281—286, 1883; 1 Taf.

Bemerkungen zu der Abhandlung des Herrn Dr. van Bebber über „die gestrengen Herren". ZS. d. österr. Ges. f. Met. **18**, 418—423, 1883.

Versuche über die Brechung von Strom- und Kraftlinien an der Grenze verschiedener Mittel. Münch. Sitzber. 1883, 456—465. Ann. d. Phys. N. F. **21**, 401—409, 1884.

Ein einfacher Versuch zur Versinnlichung des Zusammenhanges zwischen der Temperatur eines glühenden Drahtes und der Zusammensetzung des von ihm ausgehenden Lichtes. Ann. d. Phys. N. F. **21**, 175—178, 1884.

Ueber zündende Blitze im Königreich Bayern während des Zeitraumes 1833 bis 1882. Abh. d. k. bayer. Akad. **15**, 2, 171—228, 1884; 1 Karte.

Ueber die außerordentlichen Dämmerungs-Erscheinungen. ZS. d. österr. Ges. f. Met. **19**, 72—74, 1884.

Eine perspectivische Täuschung. Ann. d. Phys. N. F. **23**, 351—352, 1884.

Untersuchungen über dielektrische Ladung und Leitung. Münch. Sitzber. 1884, 14—38. Ann. d. Phys. N. F. **23**, 426—447, 1884.

Ueber eine neue Art von Cohäsionsfiguren. Münch. Sitzber. 1884, 355—365; 1 Taf. Ann. d. Phys. N. F. **24**, 27—37, 1885; 1 Taf.

Ueber Strömungsfiguren in Flüssigkeiten. Münch. Sitzber. 1884, 611—638; 1 Taf.

Das Klima von Oberbayern. Denkschr. „Die Landwirthschaft im Regierungsbezirke Oberbayern". München 1885. 8°. S. 25—44.

Ueber Herstellung des Farbendreiecks durch wahre Farbenmischung. Münch. Sitzber. 1885, 305—324. Ann. d. Phys. N. F. 26, 390—406, 1885.

Nachträgliche Bemerkung zu der Abhandlung „Ueber Strömungsfiguren in Flüssigkeiten". Ann. d. Phys. N. F. 26, 407—408, 1885.

Ueber die Fortschritte der wissenschaftlichen Witterungskunde während der letzten Jahrzehnte. Allgem. Ztg. 1885, Nr. 224 u. 225, Beilage. Met. ZS. 2, 313—324, 1885.

Antrittsrede (als Mitglied der Akademie der Wissenschaften zu Berlin). Berl. Sitzber. 1886, 547—551.

Bericht über die Thätigkeit des Königlich Preußischen Meteorologischen Instituts, seit 1886 in den „Ergebnissen der meteorologischen Beobachtungen", seit 1891 als eigenes Heft in 8°.

Experimentaluntersuchungen über rotirende Flüssigkeiten. Berl. Sitzber. 1887, 261—273; 1 Taf. Ann. d. Phys. N. F. 32, 171—187, 1887; 1 Taf.

Ueber eine neue Methode zur Zerlegung des weißen Lichtes in Complementärfarben. Ann. d. Phys. N. F. 32, 165—167, 1887; 1 Taf.

Zur Thermodynamik der Atmosphäre. Berl. Sitzber. 1888, 485—522, 1189—1206; 1890, 355—390; 1892, 279—309; 1900, 356—372. Im Auszug Met. ZS. 6, 201—209, 249—260, 287—294, 1889; 9, 321—336, 1892.

Ueber eine nahezu 26-tägige Periodicität der Gewittererscheinungen. Berl. Sitzber. 1888, 905—914. Rep. d. Phys. 1889, 177—186.

Die Bedeutung der Luftschiffahrt für die Meteorologie. ZS. f. Luftschiff. 7, 193—203, 1888.

Die neuere Witterungskunde und die Lehre von der Niederschlagsbildung. Himmel und Erde 2, 9—23, 65—71, 1889. Italienisch. Milano 1891. 8°. 30 S.

Nachruf auf Christoph Heinrich Dietrich Buys-Ballot. Verh. d. phys. Ges. Berlin 9, 19—26, 1890.

Das Königlich Preußische Meteorologische Institut in Berlin und dessen Observatorium bei Potsdam. Berlin 1890. 8°. 76 S.; 4 Taf.

Urtheilstäuschungen nach Beseitigung einseitiger Harthörigkeit. ZS. f. Psychol. u. Physiol. der Sinnesorgane 1, 486—487, 1890.

Zur Theorie der Cyklonen. Berl. Sitzber. 1890, 1295—1317.

Die Meteorologie als Physik der Atmosphäre. Himmel und Erde 5, 1—19, 1892.

Der Wärmeaustausch an der Erdoberfläche und in der Atmosphäre. Berl. Sitzber. 1892, 1139—1178.

Uebersättigung und Ueberkaltung in ihrer Beziehung zur Gewitterbildung. ZS. f. Luftschiff. 11, 192—207, 1892.

Meteorologie. Die deutschen Universitäten. Berlin 1893. S. 140—144.

Bemerkungen zu R. Börnstein: „Elektrische Beobachtungen bei zwei Ballonfahrten". Verh. d. phys. Ges. Berlin 13, 46—50, 1894.

Gedächtnissrede auf August Kundt. Verh. d. phys. Ges. Berlin 13, 61—80, 1894. S.-A. Leipzig 1894. 8°. 22 S.

Ueber die Verarbeitung der bei Ballonfahrten gewonnenen Feuchtigkeitsangaben. ZS. f. Luftschiff. 13, 1—9, 1894.

Ueber Wolkenbildung. Himmel und Erde 6, 201—222, 1894; 1 Taf.

Gedächtnissrede auf Hermann von Helmholtz. Leipzig 1895. 8°. 31 S.; 1 Porträt.

Ueber Isanomalen des erdmagnetischen Potentials. Berl. Sitzber. 1895, 363—378; 1 Taf.

Der normale Erdmagnetismus. Berl. Sitzber. 1895, 1119—1134.

Bemerkungen zu der Abhandlung des Herrn Mack über die Doppelbrechung elektrischer Strahlen. Ann. d. Phys. N. F. 54, 752—754, 1895.

Ueber Gewitterbildung und labiles Gleichgewicht der Atmosphäre. Met. ZS. 12, 121—125, 1895. Ann. d. Hydrogr. 23, 318—321, 1895.

Festrede bei der Feier des 50jährigen Bestehens der physikalischen Gesellschaft zu Berlin. Verh. d. phys. Ges. Berlin 15, 19—25, 1896.

Ueber wissenschaftliche Luftballonfahrten. Verh. d. phys. Ges. Berlin 15, 45—60, 1896.

Zur Theorie des Erdmagnetismus. Berl. Sitzber. 1897, 414—449; 2 Taf.

Ueber die Untersuchung elektrischer Drahtwellen mit Hülfe von Staubfiguren. Ann. d. Phys. N. F. 63, 124—131, 1897.

Ueber die Störungen magnetischer Observatorien durch elektrische Bahnen. Elektrotechn. ZS. 19, 378—379, 1898.

On the establishment of temporary magnetic observatories in certain localities, especially in tropical countries. (Mit Rykatschew). Terr. Magn. 3, 110—113, 1898.

Ueber die Temperaturänderungen auf- und absteigender Luftströme. Met. ZS. 15, 441—448, 1898.

Ueber die Zunahme der Blitzgefahr während der letzten sechzig Jahre. Berl. Sitzber. 1899, 291—300.

Ueber Erdmagnetismus. ZS. d. Ver. Dtsch. Ing. 43, 1899. 8 S. Prometheus 10, 711—716, 726—732, 1899.

Bemerkungen zu der Abhandlung des Herrn Müttrich: „Ueber Spät- und Frühfröste". Met. ZS. 16, 114—117, 1899.

Theoretische Betrachtungen über die Ergebnisse der wissenschaftlichen Luftfahrten des Deutschen Vereins zur Förderung der Luftschiffahrt in Berlin. Braunschweig 1900. 4°. 31 S. S.-A. Wissenschaftl. Ballonfahrten, herausgeg. von Assmann u. Berson.

Ueber die von den Herren Prof. Dr. Eschenhagen und Dr. Edler in Potsdam ausgeführten Untersuchungen über den Einfluß elektrischer Straßenbahnen auf die erdmagnetischen Untersuchungen. Elektrotechn. ZS. 21, 161—164, 1900.

Ueber klimatologische Mittelwerthe für ganze Breitenkreise. Berl. Sitzber. 1901, 1330—1343.

Die Meteorologie um die Wende des Jahrhunderts. Met. ZS. 18, 433—439, 1901.

Ueber die Darstellung der Luftdruckvertheilung durch Druckflächen und durch Isobaren. Arch. Néerl. d. sciences exact. et nat., Série II, 6, 563—574, 1901.

Die Bedeutung einer einheitlichen Thermometerskala. Reichsanzeiger 1901.

Nachruf auf Max Eschenhagen. Verh. d. D. phys. Ges. 4, 79—87, 1902.

Ergebnisse der internationalen Simultanbeobachtungen am 28. Febr. 1896 von Dr. Ad. Schmidt in Gotha. Ber. d. Intern. Met. Komitees. Vers. z. St. Petersburg 1899. Berlin 1903. S. 92—94.

Vorschlag zu einer magnetischen Vermessung eines ganzen Parallelkreises zur Prüfung der Grundlagen der Gauss'schen Theorie des Erdmagnetismus. (Mit Ad. Schmidt). Berl. Sitzber. 1903, 670—677; 1 Taf.

Ueber Strahlungsnormalen und Mittellinien der Temperatur. Met. ZS., Hann-Bd., 279—287, 1906.

Gesammelte Abhandlungen aus den Gebieten der Meteorologie und des Erdmagnetismus. Braunschweig 1906. 8°. VIII u. 448 S.

v. B. veröffentlichte in Westermanns Ill. Dtsch. Monatsheften: **Galileo Galilei. — Wissenschaft und Weltverkehr. — Ueber die Wärmevertheilung an der Erdoberfläche. — Die Entwickelung und der gegenwärtige Standpunkt der Witterungskunde. — Atmosphärisch-optische Erscheinungen im Hochgebirge. — Die Kälterückfälle im Mai. — Internationales Zusammenwirken in der Wissenschaft.**

Jahrg. 5 *Heft 14*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. 30. Juli 1907. Nr. 14.

Sitzung vom 28. Juni 1907.

Vorsitzender: Herr M. PLANCK.

In Verfolg des § 4 der Satzungen des Ausschusses für Einheiten und Formelgrößen wird zur Vorbereitung der Beratung über die Arbeiten dieses Ausschusses der Vorstand und der Beirat mit dem Rechte der Kooptation bestellt.

Sodann berichtet Hr. **F. Neesen** über einen

Fallapparat.

Weiter spricht Hr. **W. Nernst** über:

Experimentelles und Theoretisches über elektrische Reizung.

Der Inhalt des Vortrages soll in den Annalen der Physik veröffentlicht werden.

Ferner referiert Hr. **H. du Bois** über eine von ihm veranlaßte Arbeit von Hrn. **F. C. Blake:**

Der Einfluß von Temperatur und Quermagnetismus auf den Widerstand des Wismuts und Nickels.

Sodann demonstriert Hr. **H. Diesselhorst** Photographien, betreffend die

Analyse elektrischer Schwingungen mit dem Glimmlicht-Oszillographen.

Ferner gibt Hr. **M. Planck** einen

Nachtrag zu der Besprechung der KAUFMANNschen Ablenkungsmessungen.

Weiter berichtet Hr. **R. Pohl** über:

Die Bildung von Gasblasen in den Wänden erhitzter Entladungsrohre.

(Bemerkung zur Arbeit des Hrn. **A. A. Campbell Swinton:** „Die Okklusion der Gasreste in den Glaswänden von Vakuumrohren.")

Ferner spricht Hr. **P. Glatzel:**

Zur Frage der Trägheit der Selenzellen.

Endlich legt Hr. KARL SCHEEL eine Notiz von Hrn. **E. Goldstein:**

Über Schaltvorrichtungen für Entladungsröhren

vor.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Prof. Dr. PAUL GRUNER, a. o. Prof. der theoretischen Physik an der Universität Bern, Lindenrain 3.
(Vorgeschlagen durch Hrn. W. HALLWACHS.)

Hr. Prof. Dr. BODENSTEIN, Charlottenburg, Bismarckstr. 123.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. PLANCK.)

Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen.

Die am AEF beteiligten Vereine haben zurzeit folgende Mitgliederzahlen:

Verein	Mitglieder
Elektrotechnischer Verein	2800
Verband Deutscher Elektrotechniker	4100
Verein Deutsch. Ingenieure	21500
Verband Deutscher Architekten- u. Ingenieurvereine	8220
Verein Deutsch. Maschineningenieure	600
Deutsche Physikal. Gesellsch.	400
Deutsche Bunsengesellschaft für angewandte physikalische Chemie	700
Österreichischer Ingenieur- und Architektenverein	2500
Elektrotechnischer Verein in Wien	1050
Schweizerischer Elektrotechnischer Verein	700

Für den Beitritt weiterer Vereine gilt § 14 der Satzungen; geschäftsführender Verein ist zurzeit der Elektrotechnische Verein.

Zu Mitgliedern des AEF und zu deren Stellvertretern (§ 2 der Satzungen) wurden ernannt die Herren:

Mitgliederverzeichnis des AEF.

Mitglieder und (*) Stellvertreter	Wohnort	Ernannt von
Abegg, R., Prof. Dr.	Breslau	D. Bunsen-Ges.
Benischke, G., Dr., Privatdozent	Groß-Lichterfelde	El. V.
Denzler, A., Dr.	Zürich	Schweiz. El. V.
*Eichberg, F., Dr.-Ing.	Berlin	El. V. Wien
*Eiselen, Reg.-Baumeister a. D.	„	Verb. D. Arch. Ing. V.
*Emde, F., Ingenieur	„	El. V.
Franzius, F., Regierungsbaumeister a. D.	„	Verb. D. Arch. Ing. V.
*Freytag, L., Dr.-Ing., Obering.	Nürnberg	Verein D. Ing.
Görges, H., Prof.	Dresden	Verb. D. El.
Hausbrand, E., Direktor	Berlin	Verein D. Ing.
Hochenegg, K., Oberbaurat, Prof.	Wien	El. V. Wien
*Klose, A., Oberbaurat a. D.	Berlin-Halensee	Österr. Ing. Arch. V.
Krauss, F., Inspektor	Wien	„
*Luther, Prof. Dr.	Leipzig	D. Bunsen-Ges.
*Messerschmidt, B., Eisenbahnbauinspektor	Berlin	V. D. Masch.-Ing.

Mitglieder und (*) Stellvertreter	Wohnort	Ernannt von
MEYER, D., Reg.-Baumeister a. D.	Berlin	Verein D. Ing.
*MÜLLER, S., Prof.	„	Verb. D. Arch. Ing. V.
MÜLLER-BRESLAU, Geh. Reg.-Rat, Prof. Dr.	Berlin-Grunewald	„
NEESEN, F., Geh. Reg.-Rat, Prof. Dr.	Berlin	D. Physik. Ges.
NERNST, W., Geh. Reg.-Rat, Prof. Dr.	„	D. Bunsen-Ges.
OBERGETHMANN, J., Prof.	„	V. D. Masch.-Ing.
*OSSANNA, G., Prof.	München	Verb. D. El.
*PETER, O., Regierungsbaumeister	Berlin	V. D. Masch.-Ing.
PFEUFFER, F., Baurat, Oberinspekt.	Wien	Österr. Ing. Arch. V.
*ROSENBERG, E., Dr.-Ing.	Berlin	El. V. Wien
*RÖSSLER, G., Prof. Dr.	Danzig	Verb. D. El.
*RUBENS, H., Prof. Dr.	Berlin	D. Physik. Ges.
SCHEEL, K., Prof. Dr.	Berlin-Wilmersdorf	„
SCHLENK, K., Prof.	Wien	El. V. Wien
*SCHWEITZER, A., Prof. Dr. . . .	Zürich	Schweiz. El. V.
*SEYFFERT, M., Ingenieur	Berlin	Verein D. Ing.
STRAHL, G. F., Eisenbahnbauinspektor	„	V. D. Masch.-Ing.
STRECKER, K., Geh. Postrat, Prof. Dr.	„	El. V.
SULZBERGER, C., Dr.	„	Schweiz. El. V.
TEICHMÜLLER, J., Prof. Dr. . . .	Karlsruhe	Verb. D. El.
*WAGNER, Prof. Dr.	Leipzig	D. Bunsen-Ges.
*WIEN, M., Prof. Dr.	Danzig	D. Physik. Ges.
*ZEHME, E. C., Redakteur u. Privatdozent	Berlin-Halensee	El. V.

Der AEF hat sich in seiner Sitzung am 31. Mai eine Geschäftsordnung gegeben (§ 9 der Satzungen), welche folgende wesentliche Bestimmungen enthält:

Die Gegenstände aus dem Arbeitsgebiet des AEF werden in zwei Lesungen beraten; zwischen der ersten und zweiten Lesung bleibt Zeit zu schriftlichem Meinungsaustausch. Die Abstimmungen erfolgen stets mündlich. Bis Ende November ist der Arbeitsplan für das kommende Jahr aufzustellen. Für jede in der nächsten Zeit zu bearbeitende Aufgabe werden ein erster und ein zweiter Berichter ernannt, welche einen zur Beratung im Ausschusse geeigneten Vorschlag auszuarbeiten haben. Dieser Vorschlag wird später den Vereinen zur Beratung mitgeteilt (§ 4 der

Satzungen). Aus dem Ergebnis dieser Beratung haben die Berichter die Ansicht der Mehrheit zu ermitteln und darüber dem Ausschuß einen Bericht zu erstatten, der veröffentlicht wird. — Das Geschäftsjahr ist das Kalenderjahr.

In der Sitzung am 31. Mai hat der Ausschuß einen Arbeitsplan über die demnächst in Angriff zu nehmenden Aufgaben aufgestellt.

Die beteiligten Vereine sind gebeten worden, geeignete Einrichtungen zur Teilnahme an den Arbeiten des AEF zu treffen und zunächst alles das zu sammeln, was auf ihrem wissenschaftlichen Gebiete an Arbeiten der im § 1 der Satzungen unter 1. bis 4. angegebenen Arten vorliegt.

Berlin, 6. Juni 1907. STRECKER.

Der Einfluſs von Temperatur und Quermagnetisierung auf den Widerstand des Wismuts und Nickels;

von F. C. Blake.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 28. Juni 1907.)

(Vgl. oben S. 289.)

In diesen Verhandlungen wurde seinerzeit über die Versuche des Herrn HENDERSON [1]) berichtet, sowie über diejenigen der Herren DU BOIS und WILLS [2]), durch welche die Widerstandszunahme des Wismuts in den intensivsten Feldern bei verschiedenen Temperaturen bis hinunter zur Temperatur flüssiger Luft zum ersten Male der Messung unterzogen wurde und sich als unerwartet stark erwies. Seitdem hat Herr VAN EVERDINGEN durch eine lange Reihe von Untersuchungen (1897 bis 1902) dieses Gebiet wesentlich aufgeklärt und sind von den Herren SADOVSKY, BEATTIE, WACHSMUTH, DEWAR & FLEMING, LOWNDS, BARLOW, LLOYD, SIMPSON, ZAHN u. a., sowie neuerdings von Herrn GRUNMACH [3]) Beiträge dazu veröffentlicht worden.

Die vorliegende, von Herrn DU BOIS veranlaßte Arbeit bezweckt hauptsächlich, den Widerstand als Funktion der beiden Variabelen, Temperatur und Feldintensität, in einem möglichst ausgedehnten Bereich (zwischen — 200° und + 200°) zu bestimmen, und zwar für die transversale Magnetisierung des diamagnetischen Wismuts und des ferromagnetischen Nickels. Zur Prüfung bzw. weiteren Ausgestaltung der auch auf dieses Gebiet sich neuerdings erstreckenden Elektronentheorie erscheinen solche quantitativen Unterlagen unerläßlich.

---

[1]) J. B. HENDERSON, Verh. Berl. Phys. Ges. 13, 57, 1894.

[2]) H. DU BOIS & A. P. WILLS, Verh. D. Phys. Ges. 1, 169, 1899. In die vorletzte Zeile dieser Mitteilung hat sich irrtümlich der Zusatz „bei 0°“ eingeschlichen, welcher zu streichen ist; bei F. KOHLRAUSCH, Lehrb. der prakt. Physik, S. 493, 1905, sind die Ergebnisse richtig interpretiert.

[3]) L. GRUNMACH u. F. WEIDERT, Verh. D. Phys. Ges. 8, 359, 1906

Der Apparat war der bereits von den Herren DU BOIS und WILLS in Verbindung mit einem großen Ringelektromagnet benutzte. Da von dem damit erreichbaren hohen Feldwerte möglichst wenig der Konstanterhaltung der Temperatur geopfert werden sollte, wurden der Wärmezu- bzw. -abfuhr durch die starken Eisenschenkel je zwei Hindernisse — Horn bzw. Preßspanscheiben — entgegengestellt. Der dadurch bedingte größere magnetische Widerstand wurde durch die verfügbare übergroße Zahl von Amperewindungen ziemlich ausgeglichen, so daß ein Feld bis zu 36 600 Gauss erreichbar blieb. Die Polstirnflächen standen im Abstande von 1,3 mm einander gegenüber und hatten einen Durchmesser von 7 mm.

Die Spiralen befanden sich in einer dünnwandigen Messingscheide, welche zwischen den Stirnflächen derart eingestellt werden konnte, daß die Spiralenebene genau senkrecht zur Feldrichtung stand. In ein inneres, verschließbares Intrapolargefäß wurde die thermostatische Substanz — flüssige Luft, Kohlensäureschnee, Eiswasser, Warmwasser, Wasserdampf, Xyloldampf, Anilindampf — in geeigneter Weise dauernd ein- bzw. durchgeführt; ein äußeres Umfassungsgefäß enthielt, wo nötig, eine passend temperierte Zwischensubstanz; das Ganze war mittels Eiderdaunen thermisch möglichst isoliert.

Die trotzdem unvermeidlichen Variationen der Temperatur erforderten eine sichere Bestimmung, namentlich beim Nickel. Dazu wurde, gemäß einem bereits in der HENDERSONschen Arbeit gemachten Vorschlage, jede Bifilarspirale (aus Wismut- oder Nickeldraht) mit einer ebenfalls bifilaren Spirale aus chemisch reinem ausgeglühten Platindraht (0,03 mm) von HERÄUS belegt, welche zur Temperaturmessung diente. Nachdem anfangs mit Wismutspiralen der Firma HARTMANN und BRAUN viele Vorversuche gemacht worden waren, wurden die zu den meisten Messungen benutzten doppelten Hauptspiralen vom Laboratoriumsmechaniker Herrn SCHMITZDORF hergestellt. Dabei stellte es sich als in mancher Hinsicht wünschenswert heraus, gerade, etwa 1 mm starke Zuleitungen von ungefähr 15 cm Länge aus dem Spiralenmetall (Bi, Ni, Pt) zu verwenden. Die abgeflachten Lötstellen derselben mit den weiterführenden Kupferschnüren wurden dann außerhalb des Feldes in einem bequem zugänglichen Petroleum-

bade untergebracht, wodurch Komplikationen infolge Auftretens des PELTIERschen und Temperatureffektes an der Lötstelle zweier Metalle innerhalb des Feldes möglichst verringert wurden.

Methode. Die Feldwerte wurden in bekannter Weise mittels einer kleinen Probespule, Normalspule und Eichsolenoid bestimmt [1]); benutzt wurde dazu ein ballistisches Galvanometer nach AYRTON und MATHER. Dieses und ein SIEMENS und HALSKEsches Drehspulengalvanometer neuester Type, mit magnetischem Nebenschluß, wurden auch von zwei Beobachtern abgelesen, behufs gleichzeitiger Messung des Widerstandes der beiden Teile einer Doppelspirale mittels Walzenbrücke bzw. Stöpselbrücke.

Die Platinspiralen wurden in Bädern außerhalb des Feldes mittels eines geprüften fehlerlosen Pentanthermometers bzw. eines Quecksilberthermometers für höhere Temperaturen ausgewertet. Für die niederen Temperaturen ergab sich gute Übereinstimmung mit den neuesten genauen Werten der Herren KAMERLINGH ONNES und CLAY [2]). Nach Herrn GRUNMACH ist der Widerstand des Platins — neben dem des Tantals — am unempfindlichsten gegen Magnetisierung; angesichts der von mir angestrebten Fehlergrenze konnte diese Wirkung vernachlässigt werden, wovon ich mich durch Kontrollversuche überzeugte.

Beim Wismut wurde nun der gemessene Spiralenwiderstand — nach Abzug desjenigen der Kupfer- und dicken Wismutzuleitungen im Felde — als Funktion des entsprechenden Platinwiderstandes graphisch aufgetragen für verschiedene konstante Feldwerte. Diese Kurven konnten dann mittels der Formel für das Platinthermometer in die weiter unten zu besprechenden Kurven für konstantes Feld umgewandelt werden.

Beim Nickel ist der Effekt bekanntlich weit geringer, dafür aber auch weniger abhängig von der Temperatur; es konnten nun in erster Annäherung die Wirkungen des Feldes und der Temperatur als „unabhängig superponierbare Größen" behandelt

---

[1]) Vgl. E. TAYLOR JONES, Wied. Ann. 57, 258, 1896.

[2]) H. KAMERLINGH ONNES und J. CLAY, Versl. Akad. Amsterdam 15, 151, 1906; innerhalb der mir genügenden Fehlergrenze stimmten diese übrigens mit einer von Herrn ROTHE persönlich freundlichst mitgeteilten Formel aus der P. T. Reichsanstalt überein.

werden. Daraus ergab sich ein einfaches Korrektionsverfahren für die oben erwähnten unvermeidlichen Temperaturvariationen im Intrapolarraum, namentlich im CO_2-Schneebad, welche hier bis zu einigen Graden betragen konnten; eine zweite Annäherung erwies sich als überflüssig.

Die Hauptergebnisse teile ich nachstehend in abgekürzter Form mit, indem ich nähere Einzelheiten, Kontrollversuche, Tabellen usw. demnächst zu veröffentlichen beabsichtige.

Elektrolytisches Wismut (von HARTMANN und BRAUN). Es wurden Messungen des Widerstandes ausgeführt bei den Temperaturen

$$\theta = -192^\circ,\quad -135^\circ,\quad -74^\circ,\quad -37^\circ,\quad 0^\circ,\quad +18^\circ,\quad +60^\circ,\quad +100^\circ,\quad +138^\circ,\quad +184^\circ,$$

und den Feldintensitäten

$$\mathfrak{H} = 0,\ 0{,}6,\ 2,\ 5,\ 10,\ 15,\ 20,\ 25,\ 30,\ 33{,}4,\ 36{,}6 \text{ Kilogauss.}$$

Bezieht man vorläufig den jeweilig im Felde gemessenen Widerstand R' auf ein und dieselbe Einheit, nämlich den Widerstand R_0 der Spirale in schmelzendem Eise außerhalb des Feldes, dann ist

$$R'/R_0 = \text{funct}\ (\theta,\ \mathfrak{H}).$$

Diese Fläche läßt sich darstellen einmal durch isothermische Kurvenscharen

$$R'/R_0 = \text{funct}\ (\mathfrak{H});\ [\theta = \text{Const}],$$

dann aber für manche Zwecke noch besser durch isopedische[1]) Kurvenscharen

$$R'/R_0 = \text{funct}\ (\theta);\ [\mathfrak{H} = \text{Const}].$$

Die Isothermen entsprechen dem bekannten Typus; sie steigen zuletzt schwach gekrümmt mit dem Felde an; in flüssiger Luft betrug der Widerstand R', bezogen auf seinen feldfreien Wert R bei gleicher Temperatur für die beiden hauptsächlich untersuchten Spiralen ungefähr das Hundertfache.

Die isopedischen[1]) Kurven haben im allgemeinen den von Herrn HENDERSON l. c. erkannten und abgebildeten Verlauf; die gewöhnliche Widerstandskurve außerhalb des Feldes stimmt mit denen anderer Beobachter gut überein; diejenigen für $\mathfrak{H} = 30$,

---

[1]) ἰσόπεδος = „gleichfeldig“.

33,4, 36,6 Kilogauss zeigen ferner ein Maximum bei Temperaturen zwischen —160° und —190°, welches bei um so höherer Temperatur liegt, je intensiver das Feld ist. Es hat daher den Anschein, als ob für die schwächeren Felder Maxima bei Temperaturen unterhalb deren der flüssigen Luft auftreten würden. Eine endgültige Feststellung hierüber ließe sich nur mittels flüssigen Wasserstoffes erhalten. Obwohl nun Herr Prof. KAMERLINGH ONNES die Güte hatte, solchen aus dem Kryogenen Laboratorium in Leiden in Aussicht zu stellen, so wäre doch dessen Benutzung in dem beschriebenen Apparat nicht gelungen.

Bei den höheren Temperaturen konvergieren die Isopeden andererseits stark gegeneinander und sind zur Abszissenachse weit weniger geneigt; über 184° durften die zarten Spiralengebilde vorläufig nicht erhitzt werden.

Reinnickel. Die bifilaren Nickelspiralen waren so gewunden, daß je zwei benachbarte Windungen mindestens die doppelte Drahtdicke zwischen sich offen ließen; wie aus dem Kraftlinienbilde [1]) für die Quermagnetisierung eines Zylinders hervorgeht, findet eine merkliche gegenseitige Beeinflussung zwischen den Drähten dann nicht mehr statt. Die Magnetisierungskurve muß dementsprechend den bekannten Typus zeigen, der sich einer geneigten Geraden durch den Koordinatenursprung und einer der Abszissenachse parallelen Asymptote anschmiegt. Diese beiden Geraden schneiden sich bei der Abszisse $N\mathfrak{J}_m$; nun ist der Entmagnetisierungsfaktor für Zylinder $N = 2\pi$; für die Maximalmagnetisierung des Nickels bei 18° ist anzunehmen $\mathfrak{J}_m = 580$ C. G. S. [2]); bei anderen Temperaturen ist darüber nichts Sicheres bekannt; erheblich dürfte die Temperaturvariation jener Größe indessen kaum sein. Jener Schnittpunkt liegt also für 18° bei $2\pi . 580 = 3650$ Gauss.

Bei einer absolut ebenen Bifilarspirale, genau senkrecht zu einem absolut gleichförmigen Felde eingestellt, können longitudinale Magnetisierungskomponenten theoretisch nicht auftreten. Bei der geringsten Abweichung werden aber die induzierten, und auch schon etwaige remanente Längskomponenten naturgemäß anfäng-

[1]) Vgl. H. DU BOIS, Wied. Ann. 65, 14, 1898.
[2]) H. DU BOIS, Rapp. Congr. Int. 2, 465. Paris 1900.

lich stark überwiegen (während in stärkeren Feldern diese Fehlerquelle völlig schwindet); diese erzeugen aber stets eine Widerstandszunahme, deren Werte für niedrige und hohe Temperaturen bisher unbekannt sind. Leider fielen die Flachspiralen zum Teil leicht schwach gewellt aus, was sich nur schwer verhindern bzw. kontrollieren ließ; die andere Fehlerquelle wurde durch sorgfältige Einstellung so weit irgend möglich verringert; auch wurden Kontrollversuche in dem zweifellos gleichförmigen Felde zwischen Stahlgußflachpolen angestellt. Die von vielen Beobachtern gefundene anfängliche Widerstandszunahme bei Quermagnetisierung mag ganz oder zum Teil auf jener Fehlerquelle beruhen (zumal sie bei manchen der benutzten Drahtgebilde recht erheblich gewesen sein muß [1]). Ein solcher Effekt war auch bei meinen Versuchen noch vorhanden und zwar am stärksten bei den niedrigsten Temperaturen (—192° und —74°), nur ganz wenig bei gewöhnlicher und namentlich hoher Temperatur (+184°).

Es wurden volle Isothermen bestimmt bei den Temperaturen

$$\theta = -192^0, \quad -74^0, \quad 0^0, \quad +18^0, \quad +100^0, \quad +184^0,$$

und für die Felder

$$\mathfrak{H} = 0, \quad 0{,}6, \quad 1, \quad 1{,}5, \quad 2, \quad 3, \quad 4, \quad 6$$
$$10, \quad 15, \quad 20, \quad 25, \quad 30, \quad 33{,}4, \quad 36{,}6 \text{ Kilogauss},$$

welche stets in aufsteigender Reihenfolge durchlaufen wurden, um im Hinblick auf etwaige Hysterese eindeutige Ergebnisse zu erhalten. Nach seiner, wenn auch vielleicht nur scheinbaren, anfänglichen Zunahme durchschreitet der Widerstand seinen feldfreien Betrag wieder zwischen 2000 und 3000 Gauss und nimmt dann rasch ab. Bei 3650 Gauss fangen die Kurven an, abzubiegen und verlaufen oberhalb 6000 Gauss ziemlich geradlinig weiter abwärts; nur bei —192° verläuft die Kurve wieder mit schwacher Krümmung aufwärts, so daß der Widerstand bei wachsendem Felde wieder etwas zunimmt.

Die absolute maximale Widerstandsverringerung wächst fortwährend mit steigender Temperatur, wenigstens im untersuchten Bereiche, welches im ganzen 375° umfaßte. Das Nickel beträgt sich also umgekehrt wie das Wismut; es wäre von Interesse, zu

[1]) Vgl. namentlich M. Cantone, Atti R. Acc. Lincei (5) 1 [1], 424, 1892.

ermitteln, wie sich das Nickel oberhalb 184° bis zur Umwandlungstemperatur bei 320° in dieser Beziehung verhält.

Leider mußten die Versuche infolge äußerer Umstände hier abgebrochen werden; neben dem zuletzt erwähnten Punkte müßte auch die Widerstandszunahme bei der Längsmagnetisierung im gleichen ausgedehnten Temperaturbereich vollständig klargestellt werden, damit eine endgültige Feststellung in betreff des anfänglichen Verlaufs der transversalen Kurven erreicht würde.

Nachtrag zu der Besprechung der Kaufmannschen Ablenkungsmessungen;

von M. Planck.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 28. Juni 1907.)

(Vgl. oben S. 290.)

Meine Herren! In einer früheren, auf der vorjährigen Naturforscherversammlung in Stuttgart mitgeteilten Untersuchung[1]) „über die KAUFMANNschen Messungen[2]) der Ablenkbarkeit der β-Strahlen in ihrer Bedeutung für die Dynamik der Elektronen" bin ich zu dem Resultat gekommen, daß in der Deutung der gemessenen Größen noch irgend eine Lücke enthalten sein müsse, welche erst auszufüllen wäre, ehe die Messungen sich zu einer Entscheidung zwischen der Theorie des starren kugelförmigen Elektrons (Kugeltheorie) und der Theorie des in bestimmter Weise deformierbaren Elektrons (Relativtheorie) werden verwerten lassen. Doch habe ich damals keine besondere Vermutung nach einer bestimmten Richtung hin geäußert, weil mir die physikalischen Grundlagen für die Aufstellung einer solchen zu unsicher schienen. Inzwischen hat sich mir aber doch eine bestimmte Meinung in dieser Frage als die wahrscheinlichste herausgebildet, und ich möchte nicht unterlassen, dieselbe hier kurz mitzuteilen.

Der Umstand, daß, wie ich a. a. O.[3]) gezeigt habe, schon die gemessenen „Apparatkonstanten" allein, unabhängig von jeder speziellen Theorie und auch unabhängig von dem Werte des Verhältnisses $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$, für die am wenigsten abgelenkten Strahlen eine Geschwindigkeit ergeben, die größer als die Lichtgeschwindigkeit, also für jede der Theorien unannehmbar ist, läßt schon die Ver-

---

[1]) Verhandl. der D. Phys. Ges. 8, 418, 1906. — Phys. ZS. 7, 753, 1906.
[2]) W. KAUFMANN, Ann. d. Phys. (4) 19, 487, 1906.
[3]) Verhandl., l. c., S. 428. — Phys. ZS., l. c., S. 757.

mutung aufkommen, daß es die Apparatkonstanten selber sein möchten, welche in anderer Weise, als von Herrn KAUFMANN und von mir bisher geschehen ist, aus den Messungen berechnet werden müssen, und zwar würde dies speziell für das elektrische Feld gelten. Dasselbe wurde nämlich zwischen den Kondensatorplatten, in gehörigem Abstande von den Rändern, als homogen angenommen, und die konstante Feldstärke einfach berechnet mittels Division der gemessenen Potentialdifferenz der Platten durch den Abstand:

$$\frac{2500}{0{,}1242} = 20130 \text{ Volt/cm.}$$

Nun werden aber, worauf besonders Herr WEHNELT bei einer Besprechung dieser Untersuchungen im hiesigen physikalischen Kolloquium aufmerksam machte, die zwischen den Platten befindlichen Luftreste durch die β-Strahlen ionisiert, und durch das damit verbundene Auftreten freier elektrischer Ladungen wird der lineare Verlauf des Potentials zwischen den Platten gestört. Es fragt sich daher, ob nicht bei der Annahme eines anderen, der Natur des bei den Versuchen wirksamen elektrischen Feldes näher angepaßten Potentialverlaufs zwischen den Platten die gemessenen Ablenkungen sich in besserer Übereinstimmung mit einer der beiden verglichenen Theorien erweisen.

Um die Entscheidung dieser Frage wenigstens einigermaßen zu fördern, habe ich eine Annäherungsrechnung ausgeführt, die einfach darauf beruht, daß ich die Feldstärke innerhalb des von den untersuchten Elektronen erfüllten Raumes, der sich von der Mittelebene zwischen den Platten an bis in die Nähe der negativ geladenen Platte hin erstreckt, wiederum als konstant angenommen habe, aber nicht gleich dem oben berechneten Werte 20130. Vielmehr habe ich aus jedem einzelnen Ablenkungsversuch nach jeder der beiden Theorien diejenige elektrische Feldstärke berechnet, welche man zugrunde legen müßte, um sowohl für die elektrische wie auch für die magnetische Ablenkung vollständige Übereinstimmung zwischen Theorie und Beobachtung zu gewinnen. Da neun voneinander unabhängige Ablenkungsversuche vorliegen, so ist demnach mit einiger Sicherheit zu beurteilen, ob sich nach einer bestimmten Theorie aus allen Ablenkungsversuchen wirklich immer der nämliche Wert für die Feldstärke ergibt.

Das Verfahren ist deshalb sehr einfach, weil der Verlauf der Funktion $\mathfrak{E}_1$ (die Feldstärke bezogen auf ihren Wert im homogenen Teil des Feldes als Einheit) vollständig ungeändert aus meiner vorigen Abhandlung herübergenommen werden kann, und nur statt der Beziehung (3) jener Abhandlung:

$$\mathfrak{E}_m = \mathfrak{E}_1 \cdot \frac{25 \cdot 10^{10}}{0{,}1242} \text{ abs.} = \mathfrak{E}_1 \cdot \frac{2500}{0{,}1242} \text{ Volt/cm}$$

die allgemeinere Beziehung:

$$\mathfrak{E}_m = \mathfrak{E}_1 \cdot p \text{ Volt/cm}$$

eingeführt wird. Dann erscheint in der Gleichung (18) statt des Zahlenfaktors $\frac{25 \cdot 10^{10}}{0{,}1242}$ der Faktor $p \cdot 10^8$, und p, das elektrische Potentialgefälle in Volt/cm, berechnet sich aus dieser Gleichung, wenn für $\bar{y}$ die gemessene elektrische Ablenkung eingesetzt wird.

Im übrigen ist der Gang der Berechnung genau derselbe wie früher, nur mit dem einen Unterschied, daß ich bei der Berechnung der Hilfsgröße u aus der Gleichung (26) für das Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ statt der SIMONschen Zahl $1{,}878 \cdot 10^7$ diesmal die neuere inzwischen publizierte Zahl von A. BESTELMEYER[1]): $1{,}72 \cdot 10^7$, benutzt habe, weil mir dieselbe auf den vorliegenden Fall besser zu passen scheint. Dann ergibt sich natürlich aus der magnetischen Ablenkung eines Elektrons nach jeder Theorie eine etwas andere Geschwindigkeit als früher.

Die folgende Tabelle enthält, wie meine frühere Tabelle, in der ersten Spalte die gemessene magnetische Ablenkung $\bar{z}$, in der zweiten den nach (10) dazu gehörigen Wert des Winkels φ_1 in Graden, in der dritten den aus (26) mit der BESTELMEYERschen Zahl berechneten Wert von u. Es folgen, für jede der beiden Theorien getrennt, nach (24) bzw. (25), die Geschwindigkeitszahlen β (für die Kugeltheorie berechnet aus der KAUFMANNschen Hilfstabelle[2]) mit dem daraus und aus der gemessenen elektrischen Ablenkung $\bar{y}$ gemäß der modifizierten Gleichung (18) berechneten Wert für die elektrische Feldstärke p in Volt/cm.

---

[1]) A. BESTELMEYER, Ann. d. Phys. (4), 22, 429, 1907.
[2]) W. KAUFMANN, l. c., S. 552.

Beob. $\bar{z}$	φ_1	u	Beob. $\bar{y}$	Kugeltheorie		Relativtheorie	
				β	p	β	p
0,1354	1,977°	0,4226	0,0247	0,9655	18 840	0,9211	17 970
0,1930	2,810	0,6006	0,0378	0,9045	18 920	0,8572	17 930
0,2423	3,517	0,7515	0,0506	0,8424	18 770	0,7994	17 810
0,2930	4,237	0,9050	0,0653	0,7779	18 520	0,7414	17 650
0,3423	4,925	1,052	0,0825	0,7194	18 580	0,6891	17 800
0,3930	5,623	1,200	0,1025	0,6650	18 560	0,6400	17 860
0,4446	6 325	1,350	0,1242	0,6157	18 430	0,5953	17 820
0,4926	6,962	1,485	0,1457	0,5756	18 240	0,5586	17 710
0,5522	7,735	1,649	0,1746	0,5321	18 040	0,5186	17 590

Wie man sieht, ist der berechnete Wert p durchweg kleiner als der aus der Annahme eines überall zwischen den Platten homogenen Feldes abgeleitete Wert 20130, und zwar liegen die Zahlen der Kugeltheorie, wie zu erwarten war, diesem Werte merklich näher als die der Relativtheorie. Die Abweichung beträgt im Mittel für die Kugeltheorie etwa 8 Proz., für die Relativtheorie etwa 11 Proz. Wäre p bei einer Theorie für alle Ablenkungen gleich groß, so könnte man sagen, daß für diese Theorie alle von Herrn Kaufmann gemessenen Ablenkungen vollständig erklärt werden durch die Annahme einer entsprechend geringeren elektrischen Feldstärke. Nun zeigt aber die Größe p für jede Theorie einen deutlichen Gang, und zwar beim Fortschreiten von langsameren zu schnelleren Strahlen in ansteigendem Sinne. Doch ist dieser Gang bei der Kugeltheorie merklich stärker ausgeprägt; denn bei ihr beträgt die Differenz der extremsten Werte 880 oder 5 Proz. des Mittelwertes von p, bei der Relativtheorie dagegen nur 380 oder 2 Proz. des Mittelwertes von p. Dieser Umstand fällt zugunsten der Relativtheorie ins Gewicht, ohne natürlich entscheidend zu sein.

Immerhin wird man als Ergebnis dieser Untersuchung aussprechen können, daß, falls die früher gefundenen Differenzen zwischen Beobachtung und Theorie auf den damals für die elektrische Feldstärke angenommenen Wert geschoben werden dürfen, und falls die Bestelmeyersche Zahl für $\frac{\varepsilon}{\mu_0}$ der Simonschen Zahl vorzuziehen ist, die Chancen der Relativtheorie einigermaßen

wachsen. Eine nähere Untersuchung der Frage, wie man den Potentialverlauf in dem wirksamen Teile des elektrischen Feldes annehmen müßte, um einen noch besseren Anschluß einer jeden der Theorien an die Beobachtungen zu erzielen, und ob ein solcher Potentialverlauf auch wirklich durch die Annahme einer Ionisation der Gasreste plausibel gemacht werden kann, ist von mir angeregt worden. Noch aussichtsvoller wären freilich erneute Messungen in demselben Gebiete.

Die Bildung von Gasblasen in den Wänden erhitzter Entladungsrohre;
von Robert Pohl.

(Bemerkung zur Arbeit des Herrn CAMPBELL SWINTON über „die Okklusion der Gasreste durch die Glaswände von Vakuumrohren".)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 28. Juni 1907.)

(Vgl. oben S. 290.)

Vor kurzem hat Sir WILLIAM CROOKES der Royal Society zu London eine Arbeit des Herrn CAMPBELL SWINTON[1]) vorgelegt, die von der Okklusion der Gasreste in den Wänden von Vakuumrohren handelt: Alte Vakuumrohre, die im Jahre 1898 zu verschiedenen Zwecken gebraucht waren und seitdem offen an der Luft gelegen haben, zeigen bei Erhitzung in der Flamme eine Trübung, die sich unter dem Mikroskop als Folge zahlloser kleiner in der Glasoberfläche vorhandener Blasen erweist. Der Durchmesser der Blasen beträgt im Mittel 10μ und die Dicke der blasenhaltigen Schicht wird durch Abätzung mit Fluorwasserstoffsäure zu 0,12 mm bestimmt. — Aus dieser Beobachtung wird der Schluß gezogen, daß die Gasteilchen bis zu ungefähr der angegebenen Tiefe in das Glas hineingeschossen (shot) sein müssen.

Des weiteren werden Stücke des die Trübung zeigenden Glases in einer luftdichten Metallkammer zerpulvert. Ein mit der Kammer verbundenes, vorher vollständig evakuiertes Geisslerrohr zeigt dann ein Spektrum, das hauptsächlich von Wasserstoff herrührt. — Aus dieser Tatsache folgert Herr SWINTON, daß Wasserstoff den Inhalt der Blasen ausmache, und zwar Wasserstoff, der als Folge eines elektrolytischen Vorganges stets im Entladungsrohr vorhanden sei.

Drittens endlich wird 1 ccm Helium von Atmosphärendruck unter Durchleitung von Entladungen in einem Rohre absorbiert. Das Glas zeigt abermals bei Erhitzung die Trübung und bei der

---

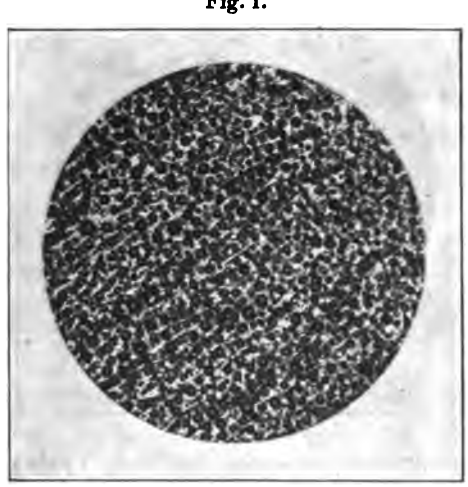
[1]) Proc. Roy. Soc. Lond. (A) 79, 134, 1907; refer. Nature 75, 550, 1907.

Zertrümmerung der Stücke in dem erwähnten Vakuumgefäß lassen sich die Linien des Heliums mit Sicherheit auffinden. — In Anbetracht der Inaktivität des Heliums führt dieser Versuch zu dem Schluß, daß bei der Bildung der Blasen und der Okklusion des Gases keinerlei chemische Einflüsse in Frage kommen, vielmehr das Gas mechanisch in das Innere des Glases hineingetrieben sei.

Diese von Herrn SWINTON angestellten Versuche und an sie anknüpfenden Folgerungen erscheinen mir in mehrfacher Hinsicht nicht einwandfrei, wie ich im folgenden ausführen möchte.

Zunächst erscheint es mir fraglos, daß die Entstehung der Blasen im Glase an die Anwesenheit von zerstäubtem Aluminium

Fig. 1.



auf der Oberfläche gebunden ist: Ein Spektralrohr von gewöhnlicher Form, das viele Stunden mit einem Gemisch von Helium und Wasserstoff benutzt war, zeigte bei der Erhitzung in der blauen Gebläseflamme sofort eine milchige Trübung, hervorgerufen durch zahllose, nur im Mikroskop erkennbare Bläschen. Fig. 1 gibt ein Photogramm in etwa 80facher Vergrößerung. Der Durchmesser der Blasen ist von der Größenordnung, die Herr SWINTON angibt, nämlich angenähert $10\,\mu$. Doch sind die Blasen nicht stets so regelmäßig angeordnet, es finden sich ganz ungleichmäßige Lagerungen auf rauher Oberfläche usw., wie dies Fig. 2

veranschaulicht. Die Kapillare des Rohres blieb vollkommen klar und zeigte nur auf ihrer Außenseite, dort, wo sie der Rand der Flamme gestreift, Spuren einer beginnenden Entglasung. Überall, wo die Blasenbildung eintrat, war das Rohr mit einem teilweise dunkelbraunen Beschlag von zerstäubtem Aluminium belegt, die Kapillare hingegen war in der Durchsicht völlig klar. Wurde jedoch der Al-Überzug durch mehrfaches Behandeln mit Königswasser oder Auskochen mit konzentrierter HNO_3 entfernt, so blieb das Glas auch beim Erhitzen gänzlich ungetrübt.

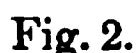
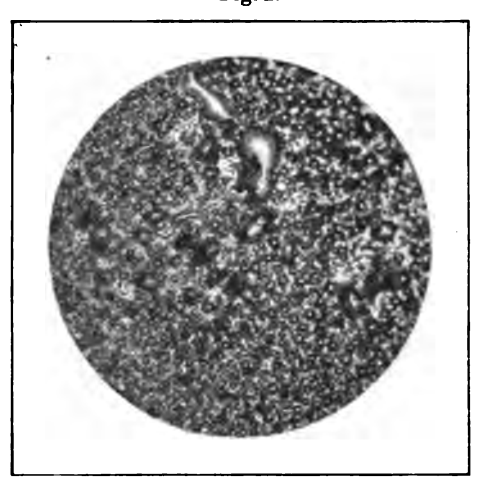


Fig. 2.



Herr SWINTON erwähnt nichts von dem Vorhandensein einer Al-Schicht auf den Innenwänden der alten Rohre von 1898. Er gibt nur an, daß sie nach oberflächlicher Reinigung durch Abreiben bei einer „casual inspection“ völlig klar erschienen seien, während die von Kathodenstrahlen getroffenen Stellen sich bei aufmerksamer Betrachtung unter dem Mikroskop als rissig und rauh (roughened) erwiesen. Da aber die Rohre viele Stunden lang mit $20 . 10^{-8}$ Amp. belastet gewesen waren, so muß sicherlich ein, vielleicht wegen seiner hellbräunlichen Farbe kaum sichtbarer, Aluminiumbeschlag vorhanden gewesen sein. Zeigt doch schon jedes Röntgenrohr unmittelbar nach dem Auspumpen, bei dem es einige Stunden von nur 1 bis $2 . 10^{-3}$ Amp. durch-

flossen wird, in der Nähe der Aluminiumelektroden einen deutlich wahrnehmbaren Beschlag. Der Platinspiegel auf der vorderen Halbkugel, der sich besonders bei alten Rohren findet und von den durch „Schließungslicht“ zerstäubten Antikathoden herrührt, ist leicht durch seine schwarze Farbe von Al-Niederschlag zu trennen. Auch zeigt sich unter ihm in der Flamme keine Blasenbildung.

Bei dem oben an dritter Stelle angegebenen Versuch des Herrn SWINTON, wo es galt, 1 ccm Helium im Glasrohr zu okkludieren, waren die scheibenförmigen Al-Elektroden bis zu einem undurchsichtigen Spiegel auf den Gefäßwänden (Kugel von 7 cm Durchmesser) zerstäubt. Hier hat Herr SWINTON auch die Möglichkeit einer Bindung des Gases durch das Metall erörtert, findet aber nach Ablösung des Spiegels mit verdünnter HNO_3 keinen Einfluß des Metalles. Sowohl Blasenbildung wie Gasabgabe bleiben bei der Zertrümmerung erhalten. Demgegenüber ist nun zu bemerken, daß es ungemein schwer ist, mit verdünnter Säure den Spiegel gänzlich zu beseitigen. Solange aber noch eine Spur des Niederschlages vorhanden ist, bleibt die Erscheinung bestehen, ja die Blasen treten vielleicht bei feinem Überzug in Form und Anordnung noch gleichmäßiger auf als bei dickem Beschlag. Bringt man jedoch durch Auskochen oder stundenlange Einwirkung der Säure (oder mit Königswasser) auch die letzten Reste der Zerstäubung fort, so daß das Glas in der Durchsicht bei Betrachtung einer weißen Fläche völlig klar ist, so bleibt es auch klar, d. h. blasenfrei, wenn man es in die Flamme bringt. Der Versuch wurde oft und ausnahmslos mit gleichem Erfolg wiederholt. Er gelingt besonders anschaulich, wenn man ein Glasstück mit dem noch sichtbaren Al-Niederschlag mit HNO_3 benetzt und dann einzelne Stellen durch Aufspritzen von HCl gänzlich klar ätzt. Die ausgeätzten Flächen heben sich dann nach der Erhitzung mit ihren Umrissen scharf als völlig durchsichtig vom milchig trüben Grunde ab.

Die Trübung des Glases unter der Einwirkung des Al-Beschlages ist übrigens eine dem Glasbläser altbekannte Erscheinung. Sie zeigt sich am häufigsten bei Reparaturen an alten Röntgenröhren, die im Gebläse in der Nähe von Anode und Kathode eine weiße Färbung erhalten. Die Firma BURGER & Co.

hatte die Liebenswürdigkeit, mir eine Reihe Rohre verschiedenen Alters und mit verschieden starker Zerstäubung der Elektroden — die Anode in der Regel ein einfacher Al-Stift, die Kathode

Fig. 3.

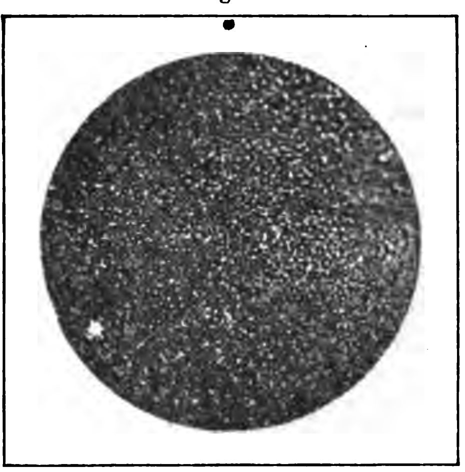
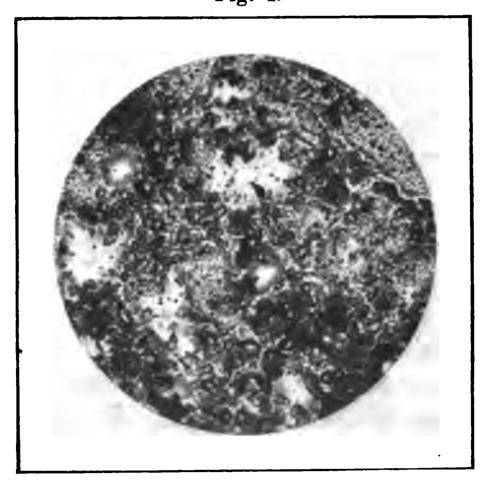


Fig. 4.



der übliche Hohlspiegel — zur Verfügung zu stellen. Wurde das ganze Rohr zur Rotglut erhitzt, so trat sofort das vom Überzug herrührende Muster hervor. Figg. 3 und 4 geben zwei

charakteristische Stücke aus der Umgebung der Kathode eines alten Rohres. Bei Fig. 3 ist allerdings die Schärfe des Bildes durch Krümmung des Objektes beeinträchtigt. Die Erscheinungen

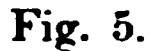


Fig. 5.

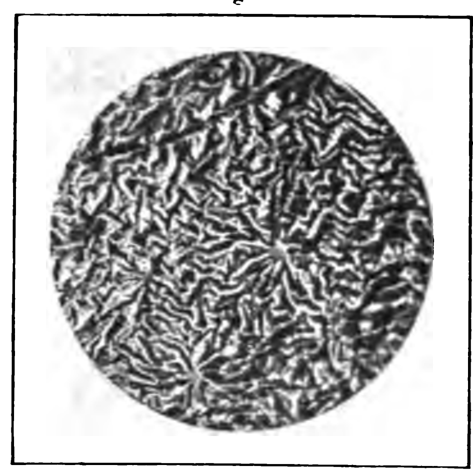
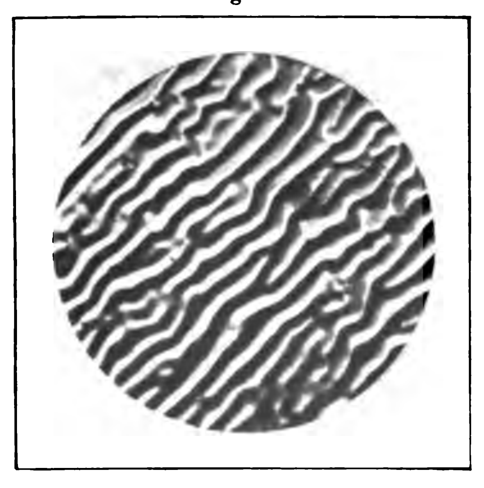


Fig. 6.



ähneln durchaus den Figg. 1 und 2. Es sind mit Absicht nicht völlig gleiche Stücke abgebildet, um einen Beleg für die große Mannigfaltigkeit von Größe und Lagerung der Blasen zu geben.

Der Al-Niederschlag sitzt im Röntgenrohr sehr fest, läßt sich aber auch hier völlig beseitigen. Dann schwindet jede Spur der Blasenbildung in der Flamme, das Glas zeigt nur die von Entglasung herrührende Trübung. Es ist von regelmäßigen, wahrscheinlich kristallinischen Gebilden durchzogen, wie Fig. 5 erkennen läßt. Die Entglasung tritt überall dort auf, wo Kathodenstrahlen die Glaswand berühren, also sowohl in der Nähe der Kathode, wie auch auf der ganzen vorderen Halbkugel, die beim Betrieb des Rohres in den von der Antikathode reflektierten Kathodenstrahlen grün fluoresziert. Ein Stück aus dieser vorderen Wand,


Fig. 7.



also dem Teil, der bei gebrauchten Rohren die von den Röntgenstrahlen herrührende violette Manganfärbung zeigt, ist in Fig. 6 abgebildet. Dem bloßen Auge zeigte sich die Entglasung hier nur als eine leicht irisierende Haut.

Dürfte schon durch den Ausfall der Versuche nach gänzlicher Entfernung des Al die Anwesenheit dieses Metalles als notwendige Bedingung für die Entstehung der Blasen erwiesen sein, so läßt sich diese Auffassung leicht durch eine einfache Umkehr des Versuches stützen: Man trägt auf gewöhnliches Glas einen Überzug von Al-Schaum, dem unechten Blattsilber, auf, bringt das Glas in die Flamme, erhitzt bis zur Rotglut und erweitert das Glasrohr zu einer kleinen Kugel, um das Metall

fein zu verteilen. Den Erfolg zeigt Fig. 7. Man hat hier eine Blasenbildung, die offenbar genau den Figg. 2 und 4 entspricht, soweit man es bei der verhältnismäßig großen Dicke der mechanisch aufgetragenen Schicht gegenüber dem zerstäubten Spiegel erwarten kann.

Nach diesen Versuchen darf wohl als erwiesen gelten, daß die Entstehung der Blasen an einen chemischen Vorgang bei der Oxydation des Al-Beschlages in der Flamme gebunden ist. Es liegt dann kein Grund zu der von Herrn SWINTON vertretenen Annahme vor, daß die Gasteilchen bei der Okklusion unter Einwirkung der Entladung mechanisch in das Innere des Glases hineingetrieben werden.

Auch gegen die zweite Versuchsreihe, mit der Herr SWINTON den Inhalt der Blasen als Wasserstoff erkennen will, scheinen mir nach Wiederholung der Versuche gewisse Bedenken vorzuliegen: Erhitztes Glas von der Anode eines Röntgenrohres, das ganz besonders blasenhaltig war, wurde in einem völlig evakuierten Glaszylinder von etwa 25 cm Länge und 1,5 cm Weite durch einen Eisenklöppel, der auf einen Messingklotz aufschlug, zertrümmert. Sofort zeigte ein angeschlossenes Spektralrohr die Linien des Wasserstoffs und daneben zahllose andere Linien, die im wesentlichen dem Stickstoff der Luft angehörten. Das Ergebnis bestätigte also vollauf die Angabe des Herrn SWINTON. Alsdann aber wurde der Versuch mit Scherben aus einem erst kürzlich von der Hütte bezogenen einfachen Glasrohr wiederholt. Die Zertrümmerung hatte hier genau den gleichen Erfolg. Das Glas gab reichlich Gas ab und zwar wieder in der Hauptsache Wasserstoff und daneben Luft, die wohl auf der Oberfläche des Glases, sei es direkt, sei es durch die unvermeidliche Wasserhaut, gebunden waren. Da Herr SWINTON nichts von einem derartigen Parallelversuch angibt, dürfte sein Versuch kaum zu einem Schluß auf den Inhalt der Blasen geeignet sein.

Schließlich wurde auch der letzte Versuch des Herrn SWINTON über die Okklusion von Helium wiederholt. Es sollte mit diesem Versuch gezeigt werden, daß im Falle eines mit Helium gefüllten Rohres der Inhalt der Blasen tatsächlich aus diesem Gase bestände, die Blasen also nicht die Folge eines chemischen Vorganges sein könnten. Durch ein Spektralrohr wurden so lange Entladungen

hindurchgesandt, bis statt des anfänglichen Druckes von etwa 5 mm nur noch einige Zehntel vorhanden, das Glas lebhaft fluoreszierte und das Spektrum nur noch die Linien 587,6, 502 und 492 zeigte. Von beiden häufig vertauschten Elektroden hatte sich ein undurchsichtiger dicker Al-Spiegel auf die Wände niedergeschlagen. Das Rohr wurde in zwei gleiche Teile zerlegt, davon der eine nicht weiter berührt, der andere mit HNO_3 ausgekocht, bis jegliche Andeutung des Spiegels verschwunden war und Erhitzung auch keine Blasenbildung mehr zur Folge hatte. Dann wurden beide Hälften zerpulvert, natürlich wieder in völlig evakuiertem Rohre. Die Stücke mit Al-Niederschlag gaben deutlich die He-Linien, die abgekochten hingegen ließen auch bei Anwendung schneller Schwingungen nach LILIENFELD keine Spur des gesuchten Gases entdecken. Demnach ist das Al wesentlich an der Okklusion des Gases beteiligt, wie ja überhaupt der Vorgang der Zerstäubung nach neueren Arbeiten (z. B. KOHLSCHÜTTERs u. a.) als chemischer Vorgang zu deuten ist. Wenn Herr SWINTON trotz Ablösung des Spiegels, wie oben auf S. 309 erwähnt, Helium aus den Scherben erhält, so dürfte auch dies dadurch zu erklären sein, daß die verdünnte Säure das Glas nicht völlig von Al befreit hat, wie ja schon das Auftreten einer Blasenbildung anzeigt.

Der Inhalt obiger Ausführungen läßt sich in folgende Sätze zusammenfassen:

1. Die Bildung von Gasblasen in den Wänden erhitzter Entladungsrohre ist an die Anwesenheit von zerstäubtem Al gebunden.

Sie läßt sich durch Abätzen auch der letzten Spuren des Metalles beseitigen, andererseits künstlich durch Auftragen von Al-Schaum auf Glas hervorrufen. Es ist daher die Annahme von Herrn SWINTON, daß das Gas bei der Okklusion mechanisch in tiefere Schichten des Glases eingetrieben werde, entbehrlich.

2. Über den Inhalt der Blasen geben die Versuche mit der Zertrümmerung des blasigen Glases keinen eindeutigen Aufschluß, da Wasserstoff nicht nur von blasenhaltigem, sondern von jedem beliebigen Glase bei Zerpulverung abgegeben wird und sich Helium nur bei Anwesenheit von Aluminium in dem abgegebenen Gase nachweisen läßt.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, Juni 1907.

Notiz über Schaltvorrichtungen für Entladungsröhren;
von E. Goldstein.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 28. Juni 1907.)
(Vgl. oben S. 290.)

Im Jahre 1889 habe ich, soviel mir bekannt erstmalig, die Aufgabe gestellt und gelöst, eine Anzahl physikalischer Demonstrationen, für deren Vorbereitung und Ausführung bis dahin nicht nur mehr oder weniger erheblicher Zeitaufwand, sondern auch die Hand eines Sachverständigen für nötig erachtet wurde, von Laienhand durch einfachste Manipulationen, wie Druck auf einen Knopf, Ziehen an einem Schnurgriff, Umstellen eines Hebels u. dgl., auslösen zu lassen. Die Aufgabe bot sich bei der Errichtung der Berliner „Urania“, deren physikalische Abteilung einzurichten ich übernommen hatte. So entstand die anfangs bisweilen bespöttelte, jetzt vielfach, u. a. auch in der Experimentierabteilung des Deutschen Museums adoptierte „Automaten“-Form für physikalische Apparate und Experimente. Von einer Beschreibung der zahlreichen für verschiedene physikalische Disziplinen damals von mir konstruierten Apparate (von denen ein großer Teil noch jetzt in der „Urania“ und anderwärts benutzt wird) sah ich ab, da sie nicht zur Ermittelung neuer Tatsachen oder Gesetze, sondern nur zur pädagogischen Veranschaulichung schon bekannter Resultate dienten. Eine einzige der damaligen Konstruktionen, eine „Entladungsbank“, habe ich später erwähnt, auch diese nur bei der Beschreibung eines neuen Versuches[1]. Die Leistungen dieses seit 18 Jahren in täglicher Beanspruchung erprobten Apparates hat Herr Biegon von Czudnochowski[2]) kürzlich in diesen Berichten bemängelt und ihnen Eigenschaften einer von ihm selbst herrührenden Konstruktion gegenübergestellt, die er für Vorzüge hält. Es ist nicht meine Absicht, den Raum

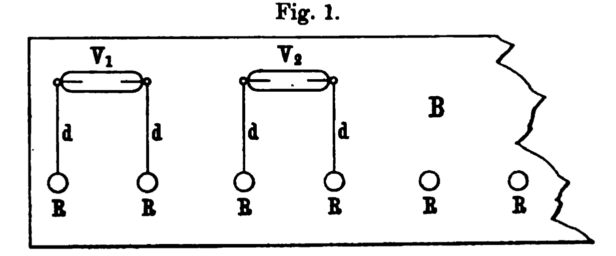
---

[1]) E. Goldstein, Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 17, 1905.
[2]) Biegon von Czudnochowski, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 186, 1907.

dieser Verhandlungen für die Verteidigung des einen oder für eine Kritik des anderen Apparates in Anspruch zu nehmen, um so weniger, als eine Entscheidung zwischen beiden beim Gebrauch, vielleicht auch schon nach der Beschreibung, unschwer möglich sein dürfte. Nur darauf wollte ich heute aufmerksam machen, daß man mit noch viel einfacheren Mitteln, als sie Herr BIEGON VON CZUDNOCHOWSKI verwendet und sehr wohlfeil sich einen Schaltapparat durch eine Anordnung herstellen kann, die ich schon im September 1885 für Demonstrationen bei dem Internationalen Telegraphenkongreß in Berlin benutzt habe, und aus der später die l. c. von mir beschriebene Entladungsbank hervorgegangen ist.

Auf einem Brette *B* (Fig. 1) sind durch Reißnägel *R* die (hakenförmig umgebogenen) blanken Enden von Leitungsdrähten

Fig. 1.

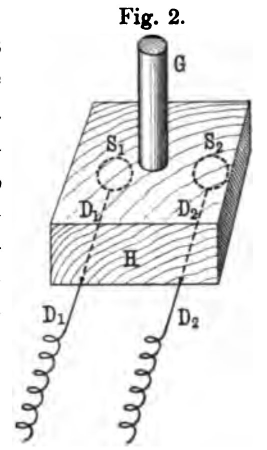


d d... befestigt, von denen je zwei zu einer Vakuumröhre V_1 V_2... führen. *H* (Fig. 2) ist ein prismatisches Stück Holz, in dessen ebene Unterseite zwei Metallscheiben S_1 S_2 von etwa $1^1/_2$ cm Durchmesser (eventuell einfach zwei größere platte Reißnägel) eingelassen sind, deren Mittelpunkte annähernd den gleichen Abstand haben wie die Mittelpunkte eines Reißnägelpaares *R* (einige Centimeter). Die Scheiben sind durch angelötete (oder untergeklemmte) Leitungsdrähte D_1 D_2 mit einem Induktorium verbunden. Mittels eines Griffstückes *G* kann man *H* bequem auf die verschiedenen Paare *R* aufsetzen und dadurch rasch und in beliebiger Aufeinanderfolge die verschiedenen Röhren V_1 V_2... zum Leuchten bringen.

Praktisch sind die Kosten dieser Vorrichtung also auf die Ausgabe für ein Brett reduziert, auf dem man dann auch die Stative der Entladungsapparate befestigt. Soll letzteres nicht stattfinden, so kann eventuell auch das Brett fortfallen, wenn man

die Reißnägel R im Einzelfalle einfach in eine Tischplatte eindrückt. Zweckmäßig ist es, das Holzstück H irgendwie, z. B. durch ein eingelassenes Bleistück, ein für allemal zu belasten, damit es einem Zuge der Drähte D nicht nachgibt. Auch empfiehlt es sich, die Scheiben S um so viel in H einzusenken, als die Scheiben R über die Brettfläche hervortreten. — Vor dem Aufsetzen von H springen bei Annäherung an die Nägel R Funken über, wenn das Induktorium dauernd in Gang gehalten wird, ganz entsprechend wie bei der Konstruktion des Herrn Biegon von Czudnochowski. Herr Biegon von Czudnochowski bezeichnet diese Möglichkeit als einen Vorzug seines Apparates. Ich habe in dem Vorgang eine Umbequemlichkeit gesehen; sie läßt sich aber, ohne das Induktorium abstellen und wiederanlassen zu müssen, einfach beseitigen, indem man die Drähte D_1 D_2 an irgend einer bequem liegenden Stelle durch irgend ein aufgelegtes Metallstück mit isolierendem Griff kurzschließt und die Brücke erst nach Aufsetzen von H wieder abhebt. —

Fig. 2.



Gegenüber der Annahme Herrn Biegon von Czudnochowskis (l. c. S. 188), daß man bei Benutzung des von mir beschriebenen Apparates dauernd der Hand bedarf, um die angeschaltete Röhre angeschaltet zu erhalten, bemerke ich, daß es hierfür genügt, unter die einmal angehobene Kontaktscheibe der Entladungsbank irgend ein nichtleitendes Objekt zu legen. Eine Streichholzschachtel, ein Stück Siegellack u. dgl. genügt. Gewöhnlich benutze ich einen mit seitlichem Griff versehenen Glaszylinder von einigen Centimeter Höhe. Im Prinzip kann man dann, wenn nur die disponible Stromstärke bei der Verzweigung ausreicht, beliebig viele Röhren gleichzeitig im Leuchten erhalten.

Analyse elektrischer Schwingungen mit dem Glimmlichtoszillographen;
von H. Diesselhorst.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.
(Vorgetragen in der Sitzung vom 28. Juni 1907.)
(Vgl. oben S. 290.)

Von Herrn GEHRCKE ist vor einigen Jahren ein Oszillograph angegeben [1]), der auf der intensiven Leuchtkraft des negativen Glimmlichtes und der Eigenschaft desselben beruht, eine der Stromstärke proportionale Fläche zu bedecken. Herr GEHRCKE benutzte sein Instrument zunächst zur Wechselstromanalyse, unter anderem auch zur Untersuchung der Hochfrequenzmaschine von DOLEZALEK, an der er die Kurvenform von Wechselströmen bis zu etwa 5000 Perioden/Sek. photographisch festlegte.

Die erste Anwendung der Glimmlichtröhre zur Untersuchung elektrischer Schwingungen hat Herr RUHMER [2]) gemacht. Die Photographie gab ein ausgezeichnetes Bild der beim Aufladen eines Kondensators mit dem Induktor entstehenden Schwingung.

Schon früher, noch ehe man den Glimmlichtoszillographen kannte, war es den Herren RICHARZ und ZIEGLER [3]), sowie mit besonderer Schärfe SIMON und REICH [4]) gelungen, mittels der BRAUNschen Röhre derartige Schwingungen zu analysieren. Wegen der großen Selbstinduktion der Sekundärspule des Induktors ist ein solcher Ladevorgang natürlich sehr langsam im Vergleich zu den Schwingungen, die in der drahtlosen Telegraphie benutzt werden. Herr RUHMER gibt etwa 531 Wechsel/Sek. an, während in der drahtlosen Telegraphie Wellenlängen etwa zwischen 200 und 3000 m, d. h. etwa 100000 bis 1500000 Per./Sek. üblich sind.

Es ist eine erstaunliche Leistungsfähigkeit der Glimmlicht-

---

[1]) E. GEHRCKE, Verh. d. D. Phys. Ges. 6, 176, 1904. ZS. f. Instrkde. 15, 33 u. 278, 1905.

[2]) E. RUHMER, ZS. f. d. phys. u. chem. Unterr. 19, 141, 1906.

[3]) F. RICHARZ u. W. ZIEGLER, Ann. d. Phys. (4) 1, 468, 1900.

[4]) H. TH. SIMON u. M. REICH, Phys. ZS. 2, 284, 1901.

röhre, daß sie Leuchtkraft genug besitzt, um eine Analyse noch bei derartig schnellen Vorgängen zu ermöglichen. Freilich gelingt die Auflösung nur, wenn man die optische Anordnung so günstig als möglich macht. Insbesondere ist bei der Photographie am rotierenden Spiegel folgender Unterschied gegen die gewöhnliche Photographie zu beachten: Die größte Intensität des Bildes erhält man bei der direkten Photographie durch starke Verkleinerung, bei der Photographie mit rotierendem Hohlspiegel dagegen, wenn Bild und Gegenstand gleiche Entfernung vom Spiegel haben. Eine geringe Verkleinerung (etwa 1:2 bis 1:3) ist zweckmäßig und bewirkt noch keinen erheblichen Verlust an Intensität.

Unter Beachtung dieser Bedingung ließ sich mit einem Hohlspiegel von etwa 10 cm Durchmesser und 15 cm Brennweite bei 114 Umdrehungen in der Sekunde eine Schwingung von 440 m Wellenlänge, also 680000 Per./Sek., noch deutlich erkennbar auflösen. Freilich liefert das Bild nicht die Kurvenform der einzelnen Periode, die auf der photographischen Platte nur einer Länge von 0,46 mm entsprach. Wohl aber erhält man den Verlauf der Dämpfungskurve und damit eine Kontrolle der üblichen Methoden der Dämpfungsmessung.

Bei einer mit der gleichen Spiegelgeschwindigkeit vorgenommenen Aufnahme einer relativ langsamen Schwingung (11000 Per./Sek.), bei der eine Periode auf der Platte einer Länge von 27 mm entsprach, zeigte sich ein durchaus regelmäßiger, annähernd sinusförmiger Verlauf der Kurve innerhalb einer Periode.

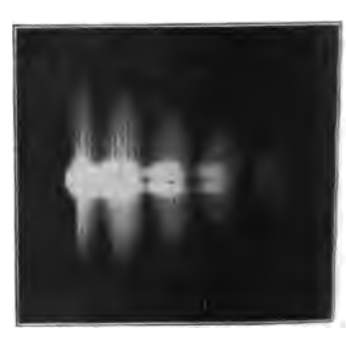
Interessant ist es, den Unterschied zwischen den allmählich abklingenden direkten Flaschenentladungen durch eine Funkenstrecke und den durch sie in abgestimmten Kreisen induzierten Schwingungen zu betrachten, deren Amplitude entsprechend der Theorie erst langsam ansteigt, um dann allmählich abzufallen.

Ferner läßt sich der Einfluß der Dämpfung studieren. Bringt man im Primärkreise, etwa durch Einschalten von Widerstand, eine so starke Dämpfung hervor, daß die Amplitude nach zwei oder drei Perioden praktisch Null geworden ist, so zeigt das Bild der Sekundärschwingung nach einem sehr schnellen Ansteigen ein ganz langsames Abklingen entsprechend der geringen Dämpfung des funkenlosen Sekundärkreises (die Photographie gab etwa 30 Schwingungen).

Bei stärkerer Koppelung treten nach der Theorie von BJERKNES zwei Schwingungen auf, die Schwebungen geben können. Es tritt ein Pendeln ein, bei dem die Energie zwischen den beiden Kreisen hin und her geht, so daß in jedem Kreise die Amplituden periodisch ansteigen und abfallen. Einem Maximum der Amplituden im Primärkreise entspricht ein Minimum im Sekundärkreise und umgekehrt. Bei zwei Kreisen von je 1680 m Wellenlänge wurde die Koppelung allmählich verstärkt. Bei ganz loser, dann bei $3^1/_2$, 9,4, 14,3 und 26 proz. Koppelung wurden Photographien der Primär- und Sekundärschwingung hergestellt. Bei $3^1/_2$ proz. zeigte sich bereits der Beginn des Pendelns, das

Fig. 1.

Fig. 2.



bei 26 proz. etwa fünf- bis sechsmaligen Wechsel der Energie zwischen den beiden Kreisen aufwies. Das Minimum ging dabei bis auf Null herab.

Als Proben mögen die Abbildungen Fig. 1 und 2 dienen, von denen Fig. 1 eine einfache Flaschenentladung von 1680 m Wellenlänge darstellt, während Fig. 2 die Entladung in dem gleichen Kreise wiedergibt, wenn ein zweiter abgestimmter Kreis mit 14,3 Proz. gekoppelt war. Bei Fig. 1 betrug die Umdrehungszahl des Spiegels 114 in der Sekunde, bei Fig. 2 nur 55.

Die erhaltenen Bilder waren so intensiv, daß sie die Projektion in einem großen Saale gestatteten.

Eine ausführliche Wiedergabe und eingehende Besprechung der Bilder soll an anderem Orte erfolgen.

Jahrg. 5 *Heft 15*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Jahrg. 5 *Heft 16*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel — für reine Physik
Richard Assmann — für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. | 30. August 1907. | Nr. 15/16.

Über zweifache Linienspektra chemischer Elemente; von E. Goldstein.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Eingegangen am 14. August 1907.)

In den letzten Jahren wurde ich dazu geführt, die Emissionsspektra einer Anzahl von Elementen, besonders der Alkalimetalle und der Halogene, nach einigen Richtungen eingehender zu untersuchen, als es bisher geschehen ist.

Dabei habe ich gefunden, daß Cäsium, Rubidium und Kalium je zwei Linienspektra besitzen, welche keine einzige Linie gemeinsam haben. Die Sonderung der beiden Spektra ist nicht bloß durch Abstraktion zu bewirken, sondern auch experimentell zu erreichen: Unter bestimmten Versuchsbedingungen erhält man entweder nur die Linien des einen oder nur die Linien des anderen Spektrums. Das eine Spektrum fällt zusammen mit dem Bogenspektrum des betreffenden Metalles, kann aber auch durch schwache elektrische Entladungen erzeugt werden; das andere wird durch starke Kondensatorentladungen rein dargestellt.

Eine Anzahl von Linien der neuen Spektra war schon früher aufgefallen; so wurden einige neue Kaliumlinien von Lecoq de Boisbaudran[1]) beobachtet, aber von Kayser und Runge[2]) auf

[1]) Lecoq de Boisbaudran, Spectres lumineux, Paris 1881.
[2]) Kayser und Runge, Abhandl. Berl. Akad. 1890.

vermutete Verunreinigungen bezogen. Entsprechend finden sich eine Anzahl dieser Linien in den Beobachtungen von EDER und VALENTA [1]) und für Rubidium und Cäsium vom Ultraviolett bis zum Blau (etwa λ 460) bei EXNER und HASCHEK [2]). Aber auch in diesen Untersuchungen treten die neuen Linien unter Anwendung von Flaschenentladungen lediglich additiv zu den seit langem bekannten Linien der Elemente hinzu, so daß man aus ihnen nur den Schluß ziehen könnte, daß die Bogenspektra der genannten Alkalien durch Flaschenfunken um eine Anzahl von Linien bereichert werden, während die Bogenspektra selbst persistieren.

Die von mir angewandten Versuchsmethoden, welche in einer ausführlicheren Mitteilung beschrieben werden sollen, kommen darauf hinaus, die Entladungsdichte, bezogen auf die Masseneinheit des Metalldampfes, erheblich über die bisher innegehaltene Grenze zu steigern. Bei hinreichender Steigerung nun beobachtet man, daß die altbekannten Spektrallinien der drei Metalle vollständig verschwinden, während in großer Helligkeit neue Linien auftauchen, die mit keiner Bogenlinie zusammenfallen. Da die Bogenlinien der Alkalimetalle sämtlich Serienlinien sind, während die neuen in keine Serie passen, kann man also für diese drei Metalle auch sagen:

Durch kräftige Entladungen werden alle Serienlinien ausgelöscht und durch serienfreie Linien ersetzt.

Die Farbe der Entladung wechselt sehr auffällig beim Übergang vom einen zum anderen Spektrum; sie springt z. B. für Rubidium aus Rosenrot (Serienspektrum) in prachtvolles Himmelblau über, bei Cäsium aus blaustichigem Rot in Grünlichgrauweiß. —

Die Entladungsstärken, welche erforderlich sind, Linien der neuen Spektra auftreten zu lassen, wachsen in der Reihenfolge von Cäsium über Rubidium zu Kalium. Sie sind also desto größer, je kleiner das Atomgewicht ist (Cs 133, Rb 85, K 39). Bei Natrium (Atomgew. 23) ist mir bisher nur eine sehr beträchtliche Schwächung der Serienlinien, aber nicht die Auslöschung

[1]) EDER und VALENTA, Sitzungsber. Wien. Akad., Juni 1894.
[2]) EXNER und HASCHEK, Wellenlängentabellen, Leipzig und Wien 1902.

aller Serienlinien und ihr Ersatz durch ein neues Spektrum gelungen, beim Lithium (Atomgew. 7) ist der Erfolg am geringsten. Mit Rücksicht auf den erwähnten Einfluß des Atomgewichtes aber scheint mir die Vermutung erlaubt, daß bei Versuchsmitteln, welche eine weitere Steigerung der Entladungsdichte gestatten, auch das altbekannte Natriumspektrum in allen seinen Serien verschwinden und durch ein neues ersetzt werden wird. Gleiches ist für Lithium zu vermuten. —

Wenn den Alkalimetallen — zunächst Cs, Rb und K — zwei ganz verschiedene Linienspektra zugeschrieben werden, so entfernt sich dieses Resultat ziemlich weit von den anfänglichen Annahmen der Spektralanalyse, und die Frage liegt nahe, ob es in anderweiten Erfahrungen eine Stütze findet. In dieser Hinsicht darf man auf einen Teil der neuen einatomigen Gase verweisen, bei denen zweifache Linienspektra ebenfalls beobachtet werden. Zu nennen wären Argon, Krypton und Xenon. Ferner erinnern wir uns der schönen Arbeit, durch welche Lenard [1]) für die Alkalimetalle zeigte, daß im elektrischen Lichtbogen verschiedene Teilchen verschieden strahlen können, indem sie je nach ihrer Temperatur entweder nur die Hauptserie oder nur eine der Nebenserien emittieren.

Die nächstliegende Annahme gegenüber einem solchen Verhalten scheint mir zu sein, daß der Metalldampf im Lichtbogen je nach der Temperatur verschiedene isomere (oder polymere) Aggregate bildet, und daß jedem Aggregat eine besondere Schwingungsform entspricht, deren Typus aber für die verschiedenen Aggregate desselben Elements derselbe bleibt. Zur Stütze einer solchen Annahme können vielleicht auch die Beobachtungen an diskontinuierlichen Emissionsspektren fester organischer Körper [2]) dienen, bei welchen isomere Substanzen (z. B. die drei Xylole) identischen Spektraltypus (Gruppierungsform der Maxima), aber verschiedene Wellenlängen der vergleichbaren Maxima zeigen. Bei diesen Körpern ist nur eine einzige Strukturform, der sechsgliedrige Ring der aromatischen Gruppe, befähigt, solche regel-

---

[1]) Ph. Lenard, Drudes Ann. d. Phys. 11, 636, 1903 und 17, 197, 1905.
[2]) E. Goldstein, Verh. D. Phys. Ges. 6, 156 u. 185, 1904.

mäßige, aus schmaleren oder breiteren Banden bestehenden Phosphoreszenzspektra zu liefern. Wird der Ring gesprengt, unter Bildung anderer Konfigurationen, so hören die regelmäßigen Spektra auf, es bleibt nur kontinuierliche Emission.

Auch für die regelmäßigen Gasspektra (Banden- und Serienspektra) ist vielleicht die Assoziierung der Teilchen zu bestimmten regelmäßigen Komplexen eine Vorbedingung [1]). Werden durch übermäßig starke Kräfte (Flaschenentladungen) diese regelmäßigen Aggregate gesprengt und in Einzelteilchen zerlegt, so fallen auch die regelmäßig gebauten Spektra fort, und es treten die serienfreien Linien auf, welche also erst den eigentlich freien, bzw. isolierten Gasteilchen entsprechen würden.

Es sei gestattet, diese dem elementarsten Zustande angehörigen Spektra durch einen Namen zu unterscheiden und sie als Elementarspektra oder kürzer als „Grundspektra" der betreffenden Substanzen zu bezeichnen.

Bei geringen Intensitäten bzw. Dichten der Entladung würden also nur Komplexe von Gasteilchen leuchten; bei mittleren Entladungsstärken würde ein Teil der Komplexe zerlegt werden und dem materiellen Gemisch entsprechend eine Superposition der zugehörigen beiden Spektralformen auftreten; bei den stärksten Entladungen würden nur isolierte Teilchen mit dem Grundspektrum existieren. Die bisherigen Untersuchungen der Alkalimetalle (LECOQ, EDER und VALENTA, EXNER und HASCHEK usw.) entsprechen der Verwendung mittlerer Intensitäten, welche stark genug sind, einen Teil der Aggregate zu zerlegen und dadurch Linien der Grundspektra außer den Serienlinien der restierenden Aggregate auftreten zu lassen, während sie noch nicht stark genug sind, sämtliche Aggregate zu zerstören und dadurch die Serienlinien auszulöschen.

Tabellen und Zeichnungen der Grundspektra von Cäsium, Rubidium und Kalium sollen auf Grund der photographischen Aufnahmen später veröffentlicht werden. Für die vorliegende

---

[1]) Derartige Komplexbildungen könnten durch verschiedene Ursachen veranlaßt werden, z. B. durch Ionisierung. Die Anschauung, daß mit der Ionisierung von Gasteilchen materielle Disgregation verbunden sei, tritt wohl immer mehr zurück gegen die Annahme, daß bei der Ionisierung Assoziierungen stattfinden. Die letzten Untersuchungen von J. J. THOMSON ergeben für ionisierte Wasserstoffteilchen die dreifache Masse eines Wasserstoffatoms.

Mitteilung sollen nur die hellsten Maxima aufgeführt werden. Die hellsten Linien des Grundspektrums von Cäsium haben die Wellenlängen:

592,8	525	487
584	523	483
556	505	466
537	497	460,3
535	495,5	

Die für das Bogen- und das Flammenspektrum so charakteristischen hellen Cäsiumlinien 459 und 455 sind (wie alle übrigen Linien des Serienspektrums) unsichtbar. Die Zahl der weniger hellen neuen Linien ist sehr erheblich größer. Das Cäsiumspektrum reicht über H_α hinaus und bildet im Rot von etwa λ 645 bis 600 eine Reihe von zahlreichen dichtgedrängten, wenn auch nicht besonders hellen Linien.

Um so auffallender ist die Kahlheit des Rot im Grundspektrum des Rubidiums, dessen Serienspektrum ja gerade in diesem Teile durch mehrere sehr helle Linien charakterisiert ist. Die hellen Linien dieses Grundspektrums beginnen erst im Grün, und die hellsten Linien desselben überhaupt sind:

552,6	453
515,2	429,5
477,7	427,3
457,6	424,8

Kalium hat im Rot außer der schon von Lecoq bemerkten Linie 611 noch zwei helle Linien 624,5 und 630. Weniger helle Linien sollen später mitgeteilt werden. Gemischt mit Serienlinien hat Lecoq auch im Grün und Blau schon mehrere Linien des Grundspektrums beobachtet. In den hellsten Linien besteht das letztere aus den Wellenlängen:

630	483	439	418
624,5	461	431	415
611	451	426	413
501	447	422	411

Zum Vergleich setze ich noch die Hauptlinien des Serienspektrums von Kalium hierher:

770	581	532
767	580	404,7
694	578	404,4
691	536	
583	534	

Die Vermutung liegt nahe, daß das Auftreten verschiedener Linienspektra bei einem und demselben Element nicht auf Alkalimetalle (und einige einatomige Gase) beschränkt sei. In der Tat sprechen, wenn auch Abschließendes noch nicht anzugeben ist, Anzeichen dafür, daß es sich um eine allgemeiner verbreitete Eigenschaft handle. Für verschiedene Metalle sind ja schon seit längerer Zeit deutliche Differenzen zwischen Bogenspektren und Funkenspektren konstatiert worden. Vergleicht man z. B. Tabellen oder Photographien [1]) der mit Bogen und Funken hergestellten Spektra von Silber, Zink, Kupfer und Quecksilber, so findet man, wie schon verschiedene Autoren hervorgehoben haben, eine Anzahl von Linien, die beim Übergang vom Bogen zum Funken mehr oder weniger geschwächt oder selbst ausgelöscht werden. Stets aber bleibt bei diesem Übergange der weitaus größte Teil der im Bogen auftretenden Linien erhalten und steigt noch in seiner Helligkeit.

Sollten also diesen Metallen — andere zeigen Ähnliches — ebenfalls zwei Linienspektra zukommen, so würden auch bei den geringsten bisher verwendeten Entladungsdichten (bzw. Temperaturen) schon beide Spektra miteinander gemischt auftreten. Ihre experimentelle Sonderung wäre erst dann bewirkt, wenn man bei relativ niedriger Temperatur das Spektrum auf eine Anzahl Linien reduzieren könnte, die bei hoher Temperatur (starker Entladung) sämtlich beseitigt und durch Linien von anderer Lage ersetzt würden. Bis dahin könnte eine Unterscheidung von zwei Spektren bei diesen Metallen höchstens in abstracto vorgenommen werden. In dieser Weise hat Herr J. Stark [2]) in der Tat für Quecksilber zwei Linienspektra angenommen.

Dafür aber, daß die zweifachen Linienspektra eine weit verbreitete Eigenschaft darstellen, scheint mir die Tatsache zu sprechen, daß sie — nicht so ausgeprägt wie bei den Alkalien, aber viel markierter als bei den eben erwähnten anderen Metallen — auch bei Elementen auftreten, die von den bisher behandelten soweit abstehen, wie es bei den Halogenen der Fall ist.

---

[1]) Z. B. Hagenbach u. Konen, Atlas der Emissionsspektren, Jena 1905.
[2]) J. Stark, Ann. d. Phys. (4) 16, 490, 1905.

Zu dieser Konstatierung führte ein näheres Studium der Halogene nach dem Verfahren, das ich vor längerer Zeit skizziert habe[1]). Dieses Verfahren gestattete, wie seinerzeit erwähnt, die Bandenspektra auch von Brom und Chlor darzustellen. Die jetzt durchgeführte nähere Untersuchung nun ergab, daß diesen Bandenspektren eine Reihe von Linien aufgelagert sind, etwa wie das Vierlinienspektrum des Wasserstoffs seinem Bandenspektrum. Werden nun starke Flaschenentladungen durch die Brom- oder Chlorröhren gesandt, so wird der überwiegende Teil jener Linien unsichtbar[2]), während ein anderer Teil der Linien heller wird und außerdem zahlreiche neue Linien hell aufleuchten. Dem Bandenspektrum des verdünnten Broms aufgelagert zeigten sich folgende Linien:

Tabelle I.

λ 782	(1)	640	(2)	539,5	(2)	475,6	(2)
753	(3)	635	(6)	534,7	(2)	472	(1)
735	(3)	629	(1)	530,8	(2)	470,7	(4)
727	(1)	628	(1)	524,2	(5)	468	(2)
716	(2)	620	(2)	518,2	(5)	461,5	(2)
711	(2)	617,5	(2)	517	(2)	457,6	(4)
700	(4)	615,3	(1)	505,5	(1)	451,5	(3)
678	(4)	615	(6)	498,3	(5)	452,6	(3)
673	(2)	613	(2)	493	(2)	448	(4)
668,5	(2)	610	(1)	492,5	(2)	447,5	(4)
667	(2)	585	(2)	482	(4)	444,2	(3)
663	(5)	577,8	(2)	478,5	(5)	436,3	(2)
655	(1)	559	(2)	478	(5)	422	(2)
654	(5)	547	(2)	477,2	(1)		
648	(1)						

Die in Klammern gesetzten kleineren Ziffern bedeuten Intensitätsschätzungen nach 6 Stufen, wobei 6 die größte Helligkeit darstellt.

[1]) E. Goldstein, Verhandl. Berl. Physik. Ges. 1886, S. 38.

[2]) Auf photographischen Daueraufnahmen erscheinen von den für das Auge ausgelöschten Bromlinien die stärksten noch in schattenhaften Spuren. Weitere Verstärkung der Entladungsintensität würde vermutlich auch diese Spuren löschen.

Bei Einschaltung der Flasche verschwinden von diesen Linien die nachfolgenden:

Tabelle II.

782	668,5	585	457,6
753	667	577,8	452,6
735	663	547	451,5
727	655	539,5	448
716	654	534,7	447,5
711	620	498,3	444,2
700	617,5	478	
678	615,3	475,6	
673	615	461,5	

Nicht aufgenommen in die vorstehende Tabelle sind mehrere Linien, bei denen es unsicher blieb, ob sie persistieren, oder ob sie ausgelöscht und durch sehr nahe gelegene neue Linien ersetzt werden.

Von 56 Linien sind also durch die Flasche mindestens 33 ausgelöscht.

Was man bisher als das Bromspektrum aufgefaßt hat, ist eine Mischung von auslöschbaren Linien mit Linien des Grundspektrums. Das Auftreten der Mischung beruht wie bei den Alkalimetallen darauf, daß die bisherigen Untersuchungen aus sogleich zu erwähnenden Gründen nicht hinreichend große Entladungsdichten — auf die Masseneinheit des Gases bezogen — verwenden konnten. Man benutzte Entladungsröhren mit Elektroden, welche auch bei geringen Entladungsintensitäten allmählich das Gas, unter Bildung von Metallbromiden bzw. Chloriden, absorbierten. Daher durfte die Gasfüllung nicht unter geringer Dichte erfolgen. Intensive Entladungen (Leidener Flasche) aber waren ganz ausgeschlossen, weil dann die Absorption durch die Elektroden in Bruchteilen einer Minute sich vollzieht. So ergaben sich unter den praktisch auszunutzenden Versuchsbedingungen Entladungsdichten, bei denen eine Anzahl der in Tabelle I aufgeführten Linien schon ausgelöscht sind und daher unbekannt bleiben mußten, während diese Intensitäten eine Reihe anderer, besonders heller Linien nur so weit zu schwächen vermochten, daß sie in den bisherigen Verzeichnissen der Bromlinien selbst

noch als charakteristische Hauptlinien aufgeführt werden konnten. Dahin gehören z. B. die bisher für Brom als charakteristisch angesehenen hellen Linien:

λ 699 — 615 — 452,6 — 448 — 447,5 — 444,2.

Hinreichende Verstärkung der Entladungsintensität macht sie sämtlich unsichtbar.

Bei Chlor wurden in dieser Weise 24 Linien ausgelöscht, die ohne Anwendung der Flasche auftreten. Die hellsten schon bei mittleren Entladungsintensitäten unterdrückten Chlorlinien sind:

λ 753 — 741 — 725 — 614 — 466 — 461 — 453 — 439.

Eine völlige Übereinstimmung mit dem Verhalten der Alkaligruppe ist, wie schon oben angedeutet, bisher nicht zu konstatieren, insofern bei den Alkalimetallen sämtliche Linien, welche unter gewissen Bedingungen zusammen auftreten, ausgelöscht werden, bei Chlor und Brom nur eine erhebliche Anzahl davon. Falls zwei ganz verschiedene Linienspektra bei Cl und Br existieren, ist ihre völlige Sonderung also experimentell noch nicht erzielt. Doch scheinen die auslöschbaren Liniengruppen um so reiner aufzutreten, je größer die Röhrenweite, also je geringer cet. par. die Entladungsdichte (freilich auch die Lichtstärke) wird. In dieser Richtung wird die Untersuchung weitergeführt.

Die Untersuchung von Jod auf das Vorhandensein von zwei Linienspektren wird dadurch erschwert, daß bei Einschaltung von Flaschen die Helligkeit des Hintergrundes sich besonders stark ändert. Das Urteil über die Helligkeitsänderung mancher Linien wird dadurch unsicher. Doch ließ sich erkennen, daß eine Anzahl von Linien, die dem Bandenspektrum des Jod aufgelagert sind, z. B. λ 524 — 520 — 512 — 491, sich wesentlich anders verhalten als viele andere Linien. —

Bei der vorliegenden Untersuchung wurden zum ersten Male die Formen festgestellt, welche die Spektra von Chlor und Brom annehmen, wenn diese Gase in verdünntem Zustande von kräftigen Flaschenentladungen durchsetzt werden. Frühere Untersuchungen scheiterten an der erwähnten Einwirkung der Gase auf die Elektrodensubstanz. Die von mir benutzten Röhren waren nur mit äußeren (Stanniol-) Belegungen umkleidet. Der Glaube

scheint weit verbreitet zu sein, daß durch solche Röhren mit Außenbelegungen kräftige Flaschenentladungen nicht hindurchgetrieben werden können. Diese Annahme ist unzutreffend. Man kann eine derartige Röhre ganz wie eine Elektrodenröhre parallel zu einer Flasche schalten. Wird dann noch eine Luftstrecke in den zur inneren Flaschenbelegung führenden Schließungsbogen eingefügt, so schlagen durch die Röhren kräftig kondensierte Entladungen von großer Helligkeit, die sich auch durch die geänderte Farbe der Entladung von denen unterscheiden, die ohne Flasche durch die Röhre gehen. So schlägt die Entladungsfarbe für Brom aus Pfirsichblütfarbe in Grünblau, für Chlor aus Weiß in Grün, für Jod aus Chamoisgelb in Grün um.

Diese Flaschenentladungen durch die Halogene liefern äußerst linienreiche Spektra, die man nun auch bei sehr geringen Gasdichten beliebig lange beobachten kann, ohne daß das Gas Verbindungen eingeht oder seine Dichte ändert [1]). So ergaben sich Spektra, die für Chlor und Brom den Linienreichtum der bisherigen Aufnahmen weit übertreffen. Die bisher vollständigste Aufnahme des Chlorspektrums rührt von Eder und Valenta [2]) her. Sie führen zwischen λ 546 und λ 400 im ganzen 110 Linien an. Schon bei der relativ geringen Dispersion eines einzigen Rutherfordprismas, das viele Dublets und enge Gruppen noch als einfache Linien erscheinen läßt, erhielt ich auf Aufnahmen derselben Strecke gerade die doppelte Linienzahl. Ähnlich ist der Linienzuwachs bei Brom.

Besonders augenfällig wirkt das von mir verwendete Verfahren bei den wenigst brechbaren Teilen der Spektra. Vom äußersten Rot bis λ 600 registrieren Plücker und Hittorf [3]) (die Angaben von Eder und Valenta beginnen erst bei Gelb) für Chlor 5 Linien, bis λ 546 im ganzen 16 Linien. Meine Platten geben bis λ 600 34 Linien, bis λ 546 mehr als 80.

Für Brom war die äußerste Linie gegen Rot bisher die von Salet beobachtete Linie 699; ihr folgen bei Salet bis Gelb noch

---

[1]) Derartige Röhren eignen sich auch zur Untersuchung des Flaschenspektrums bei denjenigen einatomigen Gasen, die bei Flaschenentladungen in Elektrodenröhren absorbiert zu werden pflegen.

[2]) Eder u. Valenta, Sitzungsber. Wien. Akad., April 1899.

[3]) Plücker u. Hittorf, Phil. Trans. **155**, 1, 1865.

5 Linien. Eder und Valenta führen als äußerste Linie λ 668 an, dann bis λ 600 noch 15 Linien; meine Beobachtungen ergaben, daß das Flaschenspektrum des Brom noch über λ 700 hinausreicht, und daß es von seiner äußeren Grenze bis λ 600 aus einer dichten Reihe von mehreren Dutzend Linien besteht, von denen ein Teil bei intensiven Entladungen etwas unscharf wird. Noch mehr Linien als die photographische Aufnahme zeigte in diesen dichtgedrängten Reihen die okulare Betrachtung, weil bei der relativ geringen Dispersion auf der Platte nahe benachbarte Linien oft verschmelzen.

Über geeignete Dimensionierung der Röhren und einzelne technische Details der Füllung Näheres in der ausführlichen Darstellung, in welcher auch noch eine andere Darstellung der Halogenspektra beschrieben werden soll. —

Die Ermittelungen über Doppelspektra und die oben angedeuteten Annahmen über den Ursprung der Serienspektra legen eine Anzahl von Folgerungen sowie Anregungen zu neuen Untersuchungen nahe.

Hängen die Serienspektra in der Tat mit Assoziierungen von Gasteilchen zu Komplexen zusammen, so erscheint es prinzipiell auch denkbar, alle solche Komplexe experimentell zu sprengen und damit die Grundspektra der isolierten Teilchen zu erhalten. Danach würde man ganz neue Spektra noch erwarten dürfen, z. B. bei Wasserstoff und bei Helium. Derartige Vermutungen sind noch nicht für widerlegt zu erachten durch den Umstand, daß beide Gase schon oft bei großen Entladungsdichten untersucht worden sind. Denn auch hier könnte der Einfluß des Atomgewichtes mitwirken, und wenn schon bei dem Atomgewichte 23 die für große Atomgewichte wirksamen Mittel unzulänglich werden, so könnten Elemente mit den Atomgewichten 4 und 1 der Zertrümmerung von Komplexen noch viel erheblicheren Widerstand entgegensetzen. — Vielleicht hängt es damit auch zusammen, daß wohl Xenon (Atomgewicht 128), Krypton (82) und Argon (40) zweifache Linienspektra zeigen, daß aber bei Neon (20) bisher nur ein Spektrum beobachtet worden ist. —

Nahegelegt wird eine Untersuchung, ob der Anschein des Fehlens von Kalium, Rubidium und Cäsium auf der Sonne etwa

darauf beruht, daß unter den FRAUNHOFERschen Linien ihre Grundspektra an Stelle der bisher allein gesuchten Serienlinien auftreten. Diese Prüfung hoffe ich in kurzem an geeigneterer Stelle als in meinem fast sonnenlosen Laboratorium durchführen zu können.

Andere Fragen, welche durch die zweifachen Linienspektra angeregt werden, beziehen sich auf ihr Verhalten zum ZEEMANschen Phänomen, auf die etwaige Ladung von Linienträgern, auf das Verhalten der Linien gegenüber dem DOPPLERschen Prinzip usw. Die Fragestellungen liegen nahe genug, um nähere Ausführungen vorläufig überflüssig zu machen.

Jahrg. 5 **Heft 17**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik **Richard Assmann** für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. 15. September 1907. Nr. 17.

Über die Emissionsspektra der verschiedenen Teile des Glimmstromes in Cadmium- und Zinkdämpfen;

von Alexander Pospielow.

(Aus dem physikalischen Institut der Universität Erlangen [1]).

Für die Metalle liegen bisher nur wenige Untersuchungen vor, welche die verschiedenen Spektra eines und desselben Elementes untersuchen und die Bedingungen auffinden sollen, unter denen in Entladungsröhren die einen oder die anderen Linien eines Elementes auftreten, obgleich in diesem Falle die Bedingungen wohl einfacher und übersichtlicher gelagert sind, als bei dem Vergleich zwischen Funken- und Bogenspektrum. Wenn es sich nicht nur um die Feststellung der Linien bzw. Banden handelt, sondern auch um die Ermittelung der Bedingungen, unter denen sie auftreten, so gestaltet sich die Untersuchung der Metalle, die einen hohen Siedepunkt haben, schwierig, und doch sind solche Untersuchungen erforderlich, da bei diesem am einfachst gelagerten Falle am ehesten eine Prüfung stattfinden kann, wie weit eine Anwendung der Elektronentheorie auf die Lichtemission in Entladungsröhren zu Resultaten führt.

[1]) Die Ausführung der vorliegenden Untersuchung wurde wesentlich erleichtert durch die Mittel, welche der Elisabeth Thompson-Fund in Boston in liebenswürdiger Weise Herrn Prof. Dr. E. Wiedemann bewilligt hatte.

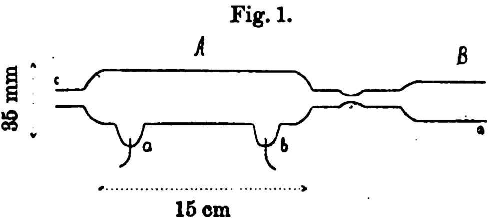
Erst bei einer ziemlich hohen Temperatur ist der Dampfdruck der Metalle so hoch, daß der Glimmstrom auftreten kann. Das Glas der Gefäße, besonders solcher mit eingeschmolzenen Elektroden, springt an den Stellen, wo die zu untersuchenden Metalle sich befinden, sehr leicht; oft greifen die Metalldämpfe das Glas an. Das erklärt, warum auf diesem Gebiete noch nicht viel geleistet wurde.

Ich selbst untersuchte im Anschluß an die Arbeit von E. WIEDEMANN und G. C. SCHMIDT [1]) Cd- und Zn-Dämpfe in Entladungsröhren mit inneren und äußeren Elektroden. Dabei wurden die Unterschiede der Spektren in verschiedenen Teilen des Glimmstromes speziell berücksichtigt; zugleich wurden Potentialmessungen angestellt [2]).

Das Entladungsrohr.

Während der Versuche wurden sehr verschiedene Formen des Entladungsrohres verwendet. Die einfachste Form desselben (Fig. 1) besteht aus zwei Teilen A (15 cm lang, 3,5 cm innere Weite) und B.

Fig. 1.



Die Vorbereitung derartiger Röhren ist mit großen Schwierigkeiten verbunden; sie springen bei der Abkühlung, sogar bei einer sehr langsamen. Außerdem kann der geringste kalte Luftstrom, sowie eine Ungleichheit der Temperatur an verschiedenen Stellen des Ofens und schon die Entladung selbst das Zerspringen der Röhre hervorrufen.

Die Cd- und Zn-Dämpfe haben dabei starke Neigung, mit

[1]) E. WIEDEMANN und SCHMIDT, Wied. Ann. 57, 454, 1896.

[2]) Die Einzelheiten der Apparate und der Versuche, sowie die vollständige Angabe der Literatur finden sich in der Inaugural-Dissertation von A. POSPIELOW: Über die Emissionsspektra des negativen Glimmlichtes und der positiven Säule bei Metalldämpfen von Cd und Zn. Erlangen 1907.

dem Platin (an den Elektroden) eine Legierung zu bilden (s. u.); die Elektroden schmelzen dann rasch, und das Rohr springt an der Einschmelzstelle.

Versuche mit inneren Elektroden.

In Cadmiumröhren kann man folgende Hauptstadien des Leuchtens unterscheiden.

1. Das Anfangsstadium — bei niedriger Temperatur des Ofens, bei kleinen Dampfdrucken. Bei etwa 320° C wird auf der Kathode ein kleines bläuliches Leuchten bemerkt; auf der Anode war weißlich-grünes Leuchten vorhanden. Im Intervall 340 bis 360° C (wahrscheinlicher Dampfdruck [1]) von 0,1 bis 0,2 mm) hatte das Kathodenlicht schon violette Farbe; die erste Kathodenschicht erschien gelb. Das positive Licht (ungeschichtete) war grün mit rotem Anodenlicht. Der Kathodenfall war normal, jedoch war der absolute Wert desselben etwas niedriger als der meist beobachtete (285 statt 300 Volt).

2. Stadium der Schichtenbildung. Bei ungefähr 390 bis 400° begann die Schichtung des positiven Lichtes hervorzutreten. Die Schichten der positiven Säule sind nach der Kathode konvex, nach der Anode spitz; sie waren grünblau mit rötlich-violettem Saum nach der Anode zu. Das negative Glimmlicht war violett bis blau.

3. Ungeschichtete positive Säule. Die ganze Entladung bestand aus zwei scharf voneinander getrennten Teilen von fast gleicher Größe, aber sehr verschiedener Farbe. Das Kathodenlicht, d. h. das negative Glimmlicht, zeigte rote Farbe, die ungeschichtete positive Säule war zuerst grün, bei höherer Temperatur des Ofens wurde sie blau und dann tiefblau. Es ist schwierig, genau festzustellen, unter welchen Bedingungen sich die geschichtete positive Säule in die ungeschichtete verwandelt. Es scheint jedoch, als ob steigende Temperatur (steigender wahr-

[1]) Hier wie auch im folgenden ist unter dem „wahrscheinlichen Dampfdruck" der aus der Formel von BARUS berechnete Dampfdruck verstanden. Die Formel lautet:

$$\log p = k - m \log T - \frac{n}{T},$$

wo p Druck, T absolute Temperatur, k, m und n Konstanten sind. C. BARUS, Phil. Mag. (5) 29, 143—153, 1890.

scheinlicher Dampfdruck) und größere Stromstärke diese Umwandlung hervorzurufen vermögen. Der Druck des Stickstoffs in den Röhren ist auch nicht ohne Einfluß auf die Schichtung. Die Röhren mit einem tiefen Druck des Stickstoffs (0,01 bis 0,05 mm) zeigten keine Schichtung mehr, während die Röhren mit höherem Druck (0,5 bis 1 mm) bei derselben Temperatur des Ofens und bei derselben Stromstärke die geschichtete positive Säule besaßen. Der normale Kathodenfall wurde in den beiden letzten Stadien beobachtet.

Fig. 2. Cd.

A. Spektrum des negativen Glimmlichtes.

B. Spektrum der positiven Säule.

C. Dasselbe mit Banden.

4. Oberhalb von 550° wurde ein weiteres Stadium des Leuchtens beobachtet, welches durch eine sehr starke Entwickelung des negativen Glimmlichtes charakterisiert ist.

Wir wollen diese Form des Leuchtens als **Endform** bezeichnen. Zu der vorher roten Farbe des Glimmlichtes mischt sich jetzt noch Gelb [1]). Die blaue Farbe der positiven Säule verblaßt, die Länge der positiven Säule verkürzt sich, das rote Licht

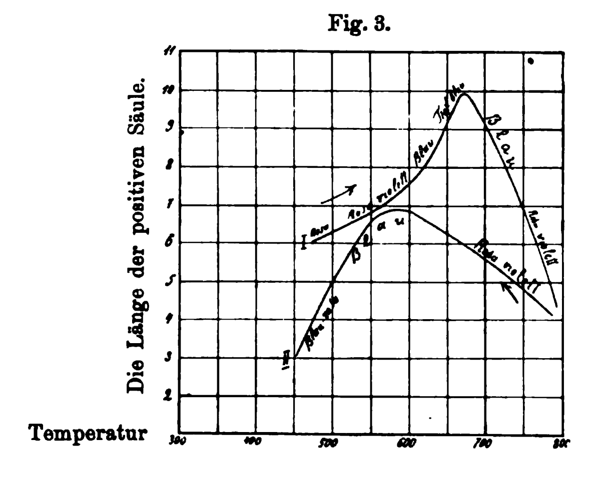
[1]) Das rührt wohl von Natriumdampf her.

dringt in den blauen Teil ein. Der Kathodenfall war in diesem Stadium schon nicht mehr normal, der Anodenfall war auch größer als in irgend einem anderen Falle (bis 150 Volt). In der Endform verschwand auch fast der bedeutende Unterschied zwischen den Spektren der beiden Teile.

Die Fig. 2 gibt die Resultate wieder, welche für das dritte Stadium der Entladung erhalten wurden.

Das negative Glimmlichtspektrum ist linienreicher als das Spektrum der positiven Säule; hier treten gegen das positive Spektrum neu auf: 537,9 $\mu\mu$, 533,9 $\mu\mu$, 441,5 $\mu\mu$. Bei höherer Temperatur tritt in dem negativen Glimmlichtspektrum noch die

Fig. 3.



Linie 361,2 $\mu\mu$ auf, welche gewöhnlich in der positiven Säule zu beobachten ist. Die Linien 406 $\mu\mu$, 399,5 $\mu\mu$ sind im negativen Glimmlicht schwächer als in der positiven Säule. Bei hohem Druck ändert sich das ganze Bild. Im Spektrum des positiven Lichtes erschien ein kontinuierlicher Grund, welcher sich von etwa 467 $\mu\mu$ bis zu 420 $\mu\mu$ erstreckte. Es zeigten sich auch zwei Banden von 449,5 $\mu\mu$ an bis 441,5 $\mu\mu$ und von 430 $\mu\mu$ bis 421,5 $\mu\mu$ (Fig. 2 C.).

Die vier Stadien des Leuchtens des Cd-Dampfes wurden auch beim Zn-Dampf beobachtet.

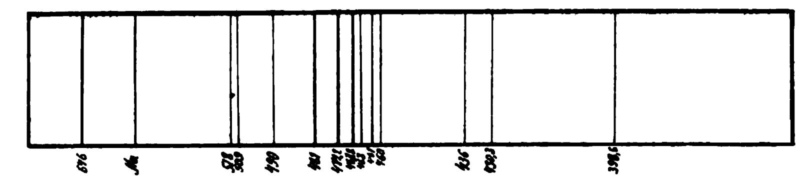
Fig. 3 stellt die Änderung in der Farbe und der Gestalt des leuchtenden Feldes beim Zn-Dampf dar, wie es bei verschiedenen

Temperaturen des Ofens, also bei verschiedenen Dampfdrucken, vor sich geht. Das Bild bezieht sich auf die positive Säule, weil sich ihre Farbe und die Länge besonders stark änderten. Das Bild kann nur eine qualitative Bedeutung haben. Die Ordinaten stellen die Länge der positiven Säule dar (die Längeneinheit ist = 0,5 cm), die Abszissen — die Temperaturen des Ofens.

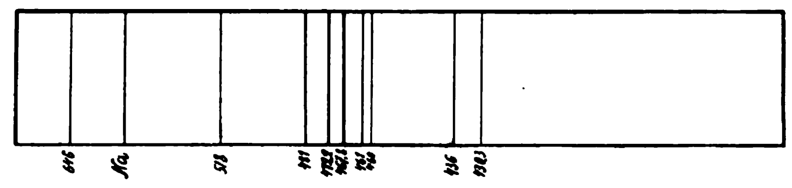
Die Kurve I bezieht sich auf die Erscheinung bei steigender Temperatur, die Kurve II stellt die Erscheinung bei sinkender

Fig. 4. Zn.

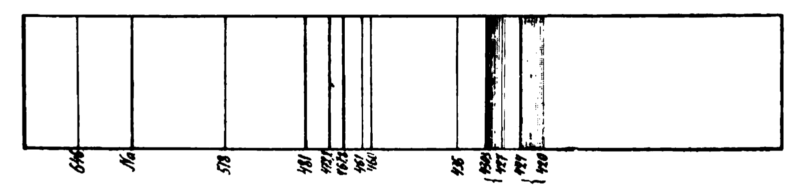
A. Spektrum des negativen Glimmlichtes.



B. Spektrum der positiven Säule.



C. Dasselbe mit den Banden.



Temperatur dar. Gleichzeitig sind die Farbenänderungen angegeben. Man sieht also, daß die Länge der positiven Säule sich mit steigendem Dampfdruck vergrößert, aber nur bis zu einem gewissen Maximum; dann verkleinert sie sich wieder.

Die Aufnahmen ergaben folgende Resultate:

1. Es gelang, ein Spektrum der geschichteten positiven Säule aufzunehmen (T = 540 bis 560° C, der Druck des Stickstoffs 2,5 mm).

Außer dem Linienspektrum waren auch Banden vorhanden; zwei Banden mit scharfen Kanten nach Rot, die Lage derselben war 430 $\mu\mu$, 424 $\mu\mu$ (Fig. 4 C.). Die Banden der positiven Säule waren auch in der Endform konstatiert, doch überwog hier

2. das kontinuierliche Spektrum. Es erstreckte sich von 470 $\mu\mu$ bis 400 $\mu\mu$. (T = etwa 650°, der Druck des Stickstoffs $5 \cdot 10^{-2}$ mm.)

3. Die Linienspektra des negativen Glimmlichtes und der ungeschichteten positiven Säule sind auf der Fig. 4 wiedergegeben.

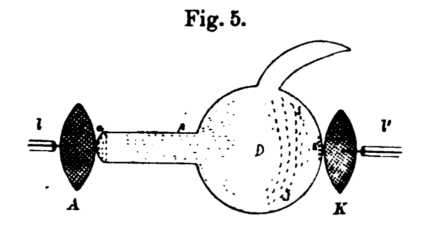
Versuche mit äußeren Elektroden.

Die Methode von E. WIEDEMANN und SCHMIDT besteht bekanntlich darin, daß man eine Kugel mit einer kleinen Menge des hineingelegten Metalls erhitzt, die Kugel in das hochgespannte Feld einer Influenzmaschine stellt und auf dem Stromwege eine Funkenstrecke bildet.

Bei genügend starker Erhitzung werden die Wände der Kugel für den Strom leitend; der Strom geht durch den Dampf und ruft das Leuchten hervor.

Dabei ist es nicht schwer, überhaupt ein Leuchten hervorzurufen, jedoch tritt das Leuchten mit den typischen Entladungserscheinungen nur unter bestimmten Umständen auf. In erster Linie ist hier ein passender Druck und eine entsprechende Temperatur von großer Bedeutung.

Fig. 5.



Für das Cadmium hat sich der Druck von 0,1 mm als sehr passend gezeigt, für das Zink ein solcher von 1 mm.

Die Form des Entladungsgefäßes ist auch nicht ohne Einfluß auf das Leuchten. Sehr beständiges und helles Leuchten gaben die Gefäße von der Gestalt Fig. 5.

Das Bild der Erscheinung beim Cd-Dampf ist (Fig. 5):

A die Anode, *K* Kathode, *a* anodisches Licht, *p* positive Säule, *D* der Dunkeltrennungsraum; *g* negatives Glimmlicht; *k* die erste Kathodenschicht; *l* und *l'* Zuleitungsdrähte.

Die positive Säule hat eine blaue Farbe im Ansatzrohr und ist in der Kugel selbst grün. Bei niedrigen Temperaturen hat die ganze positive Säule grüne Farbe. Meistens wurde eine ungeschichtete positive Säule beobachtet. Das negative Glimmlicht ist weißlich-rot gefärbt, bei niedriger Temperatur hat es rötlich-violette Farbe.

Bei höherer Temperatur trat (analog wie bei den Röhren mit inneren Elektroden) die Endform der Entladung hervor, mit gelblichem [1]), stark entwickeltem negativen Glimmlicht.

Die Tabelle I gibt die Ergebnisse der Aufnahmen von Kugeln mit Cd-Dampf.

Tabelle I. Cd.

Wellenlänge	Spektrum des negativen Glimmlichts *A*	Spektrum der positiven Säule *B*
643,9	10 (stark)	8 (ziemlich stark)
537,9	6 (mittelstark)	fehlt
533,9	6 „ „	fehlt
515	6 „ „	6 (mittelstark)
508,6	8 (ziemlich stark)	8 (ziemlich stark)
480	10 (stark)	10 (stark)
467,8	9 „	9 „
466	5 (schwach)	fehlt
441,5	7 (mittelstark)	fehlt
361,2	8 (ziemlich stark)	10 (stark)

Man sieht also, daß das Spektrum des negativen Glimmlichts linienreicher ist als das Spektrum der positiven Säule.

In der positiven Säule wurde auch der kontinuierliche Grund beobachtet (von etwa 530 bis zu 420 $\mu\mu$); Banden zeigten sich nicht. Bei einer Temperatur von 360° verschwindet der Unterschied zwischen beiden Spektren. Demgemäß wird auch die Farbe des Leuchtens gleichmäßiger. Die Linien des negativen Glimmlichts zeigen sich jetzt auch auf der Anode und in dem positiven Licht. Nimmt die Temperatur zu, so fangen die Linien

---

[1]) Die gelbe Farbe wird sich vermutlich dadurch erklären lassen, daß bei so hoher Temperatur das Glas angegriffen wird; dabei entwickelt sich Na-Dampf; die Na-Linie ist in der Tat glänzend sichtbar.

des negativen Glimmlichts an, aus dem positiven Licht zu verschwinden. Zuerst verschwinden die langwelligen Linien 537,9 $\mu\mu$, 533,9 $\mu\mu$. Bei ungefähr 440° C verschwand die Linie 441,5 $\mu\mu$. Nur bei der niedrigen Temperatur (also bei niedrigem Dampfdruck) zeigten sich die langwelligen Linien. Bei höherer Temperatur dagegen traten kurzwellige Linien auf. Wir haben hier, wenn auch indirekt, eine Bestätigung des schon früher ausgesprochenen Satzes von der Verschiebung mit steigender Temperatur der Strahlungsintensität nach dem Violett.

Zn-Dampf.

Die Erscheinung beim Zn-Dampf ist die folgende. Die positive Säule im Temperaturintervall 500 bis 550° C ist blau, die Anode wird rosa gefärbt; das Glimmlicht hat rote Farbe.

In der positiven Säule wurde (bei der Endform des Leuchtens) der kontinuierliche Grund beobachtet (von 460 bis zu 410 $\mu\mu$).

Die Spektra des negativen Glimmlichts und der positiven Säule sind aus der Tabelle II zu ersehen. Das negative Glimmlichtspektrum ist linienreicher.

Tabelle II.

Wellenlänge	Spektrum des negativen Glimmlichts	Spektrum der positiven Säule
646	10 (stark)	8 (ziemlich stark)
568	5 (schwach)	fehlt
518	6 (mittelstark)	fehlt
509	5 (schwach)	5 (schwach)
490	6 (mittelstark)	fehlt
481	10 (stark)	10 (stark)
472,2	10 „	10 „
467,8	10 „	10 „
463	6 (mittelstark)	fehlt
430,3	4 (schwach)	4 (schwach)

Die Unterschiede im Aussehen der Spektren von dem negativen Glimmlicht und der positiven Säule versucht die Elektronentheorie[1]) folgendermaßen zu erklären. Sie stellt dieselben in

[1]) J. Stark, Die Elektrizität in Gasen. 1902. S. 440 u. a.

Zusammenhang mit der nicht überall gleichen Geschwindigkeit der negativen Elektronen. Wenn ein negatives Elektron in der positiven Säule des Glimmstromes mit relativ kleiner Geschwindigkeit imstande ist, ein Elektron von einem neutralen Teilchen abzutrennen, so vermögen die negativen Elektronen im negativen Glimmlicht (ihre Geschwindigkeit ist hier am größten) zwei und mehr Elektronen abzureißen. Hieraus folgt, daß erstens das Linienspektrum in der positiven Säule von demjenigen im negativen Glimmlicht verschieden sein kann, und zweitens, daß das Linienspektrum des negativen Glimmlichts im Glimmstrom linienreicher sein muß als das Linienspektrum in der positiven Säule desselben Elements.

Aus dem Vorhergehenden folgt es, daß auch meine Versuche sowohl mit dem Cd- wie auch mit Zn-Dampf diese Folgerung der Theorie bestätigen.

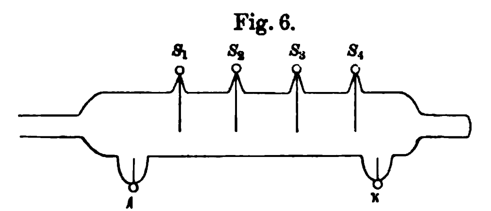
Das Linienspektrum von Cd im negativen Glimmlicht, wo die Geschwindigkeit der Elektronen etwa 300 Volt/cm entsprach[1]), zeigte mehr Linien als das Spektrum der positiven Säule mit einer Geschwindigkeit der Elektronen von etwa 16 Volt/cm (der Potentialgradient). Ganz dasselbe zeigte sich auch beim Zn-Dampf. (Der Kathodenfall beträgt etwa 220 Volt/cm, der Potentialgradient etwa 20 Volt/cm.)

Potentialmessungen in Cd- und Zn-Dämpfen.

Als Apparat diente ein Rohr von der Gestalt Fig. 6.

Im folgenden sind die Ergebnisse der Potentialmessungen bei einigen Röhren mit Cd- und Zn-Dampf tabellarisch gegeben.

Fig. 6.



V_K bedeutet die zwischen der Kathode und der Sonde S_4, V_A die zwischen Anode und der Sonde S_1 gemessene Potentialdifferenz. Der mittlere Potentialgradient, in Volt pro Centimeter gemessen, wird durch $\frac{\Delta V}{\Delta X}$ bezeichnet.

[1]) S. unten: Die Potentialmessungen in Cd- und Zn-Dämpfen.

Tabellen III und IV beziehen sich auf den normalen Kathodenfall in Cd-Dampf. Die positive Säule war ungeschichtet, sie erstreckte sich auf etwas mehr als die Hälfte der Röhre, so daß die Sonden S_1, S_2 stets im positiven Licht blieben. Der Kathodenfall zeigte sich von der Stromstärke und dem Druck unabhängig, sein Mittelwert ist 302,9 Volt. Die Potentialgradienten nehmen bei der Zunahme der Stromstärke ab, was ungefähr, wie auch sonst, durch die Formel $g = \alpha - \beta i$ ausgedrückt werden kann.

Tabellen V und VI beziehen sich auf den normalen Kathodenfall in Zn-Dampf. Auch bei dem Zn ist der normale Kathodenfall nur bei ziemlich niedrigen Temperaturen möglich (dann wird er von der Stromstärke und dem Druck unabhängig sein); sein Mittelwert ist etwa 224 Volt.

Tabelle III.

Cd; B (Druck) 3 mm; Temperatur 495° C (wahrsch. Dampfdruck 0,46 mm); L (Durchmesser der Röhre) 30 mm.
Für den Potentialgradienten S_2—S_1; $\alpha = 14{,}9$; $\beta = 0{,}8$.

i in 10^{-3} Amp.	V_K $\alpha_5 = 1{,}2$ cm	$\frac{\Delta V}{\Delta X}$ Zwischen		V_A $\alpha_1 = 1{,}2$ cm
		S_4—S_3 $\alpha_4 = 3{,}8$	S_2—S_1 $\alpha_2 = 3{,}8$	
1	306,7	41,4	14,2	108
1,5	306,5	36,7	13,7	107,5
1,8	308	35,5	13,4	97,5
2,8	311	32,2	12,6	96,7

Tabelle IV.

$T = 495°$ C (W. Ddr. 0,46 mm); $i = 1{,}5 . 10^{-3}$ Amp.; $L = 30$ mm.

B (Druck des Stickstoffs)	V_K
0,2	300
0,5	295,2
1	291,3
1,3	295,8
2,15	305,2
3,3	309

Tabelle V.

Zn; $L = 30$ mm (Durchmesser der Röhre); $T = 435^{\circ}$ C (W. Ddr. 0,2 mm).

i in 10^{-8} Amp.	V_K Dr. = 2,7 mm a = 1 cm	i	V_K Dr. = 1,8 mm	i	V_K Dr. = 1,2 mm
2,25	245	1,6	186	0,7	203
2,4	245	2	196	1,55	224
2,5	244	2,8	200	2,5	224
3,5	249	4,5	211	2,6	218
4,5	250			3,5	234
5,1	255				

Tabelle VI.

Zn; $L = 30$ mm; $T = 435^{\circ}$ C (W. Ddr. 0,2 mm); $i = 2{,}5 \cdot 10^{-8}$ Amp.

B (Druck des Stickstoffs)	V_K
0,13	240
0,25	216
1,1	244
1,2	224
1,7	200
1,8	200
1,96	200
2,7	244

Resultate.

1. Die Cadmium- und Zinkdämpfe zeigen je nach den Umständen Spektra verschiedener Ordnungen in den einzelnen Teilen des Glimmstromes, und zwar sowohl in Röhren mit inneren Elektroden, als auch in Kugeln mit äußeren Elektroden. Letztere können als „Metalldampflampen“ bezeichnet werden.

2. Das kontinuierliche Spektrum zeigen die Metalldämpfe bei genügend großer optischer Dicke; vor allem aber tritt es in der positiven Säule hervor.

3. Die Cd- und Zn-Dämpfe zeigen in der positiven Säule Banden, die schon von E. Wiedemann und Schmidt beobachtet wurden.

4. Das Linienspektrum des negativen Glimmlichts bei diesen Metalldämpfen ist linienreicher als das Spektrum der positiven Säule.

5. Die Länge und die Farbe der positiven Säule ändern sich beträchtlich mit der Änderung des Dampfdruckes.

6. Mit der Veränderung der Farbe bei der positiven Säule geht Hand in Hand die Veränderung des zugehörigen Spektrums in der Weise, daß bei höherem Dampfdruck die kurzwelligen, bei niedrigem Dampfdruck dagegen die langwelligen Linien überwiegend auftreten.

7. Der normale Kathodenfall in Cd- und Zn-Dämpfen kommt, was zu beachten ist, nur bei kleinen Dampfdrucken vor.

8. Die normalen Kathodengefälle in diesen Metalldämpfen betragen in Cd gegen Cd 303 Volt, in Zn gegen Zn 224 Volt.

9. Die Potentialgradienten in der positiven Säule nehmen mit steigender Stromstärke ab, was für kleine Intervalle durch die Formel $g = \alpha - \beta i$ ausgedrückt werden kann.

10. Mit steigendem Druck des Stickstoffs wachsen die Gradienten.

Die Arbeit wurde im Jahre 1906 bis 1907 im physikalischen Institut der königlichen Universität Erlangen auf Veranlassung des Herrn Prof. Dr. E. Wiedemann ausgeführt.

Zusatz.

Das Verhalten von verschiedenen Metallelektroden gegen die Dämpfe von Cadmium und Zink;

von A. Pospielow.

Bei den Untersuchungen der Dämpfe von Cd und Zn in Entladungsröhren zeigte sich, daß die Platinelektroden dabei stark angegriffen werden.

Um dies näher zu untersuchen, wurden die Versuche mit Elektroden aus verschiedenen Metallen in stromlosen Röhren angestellt.

In ein Rohr von etwa 3 cm Weite wurden der Reihe nach die Elektroden aus Platin, Eisen und Aluminium eingeschmolzen. In das Rohr wurde darauf eine Menge vom Metall (Cd oder Zn) eingeführt, das Rohr an die Pumpe angeschmolzen und in einen elektrischen Ofen eingesetzt. Der Ofen wurde unter fortwährender Evakuation während 5 bis 6 Stunden auf 500 bis 600° C erhitzt.

Es zeigte sich, daß das Platin vermutlich eine Legierung mit dem Cd und dem Zn bildet. Der Platindraht von ursprünglich 0,3 mm Dicke war bei dem Versuch bis zu 9 mm dick geworden. Das Platin verlor dabei seine Biegsamkeit vollkommen, es wurde spröde, oft teilte sich der Draht in zwei nebeneinander befindliche Teile. Bei Auflösung in Säuren ergab sich ein schwarzes Pulver als Rückstand.

Das Eisen und das Aluminium äußern sich unter den gleichen Bedingungen als vollkommen indifferent gegen die Dämpfe von Cd und Zn. Eisenelektroden von etwa 0,5 mm Dicke lassen sich nach meinen Versuchen direkt in das Glas einschmelzen; daher ist es zu empfehlen, Eisenelektroden in den Entladungsröhren mit Metalldämpfen zu verwenden.

Jahrg. 5 **Heft 18**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Verhandlungen

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

9. Jahrg. **30. September 1907.** **Nr. 18.**

Über die Erzeugung von schnellen Schwingungen mit Hilfe des elektrischen Lichtbogens;
von L. W. Austin.

Die ersten Versuche zur Herstellung von elektrischen Schwingungen aus Gleichströmen scheinen von Prof. ELIHU THOMSON[1]) gemacht worden zu sein, der im Jahre 1892 folgende Methode zur Umwandlung von kontinuierlichen Strömen in eine ununterbrochene Reihe schneller Schwingungen vorschlug. Eine Stromquelle von 500 Volt Spannung war durch Widerstände mit hoher Selbstinduktion mit einer Funkenstrecke verbunden, die einem Kondensator und einer Selbstinduktion parallel geschaltet war. Ein Luftstrom oder ein Magnet wurde zum Ausblasen des Gleichstromlichtbogens benutzt.

Hr. W. DUDDELL[2]) beschrieb i. J. 1900 Versuche, nach denen ein musikalischer Ton erzeugt wird, wenn eine geeignete Selbstinduktion und Kapazität einem Gleichstrom parallel geschaltet werden. Nach DUDDELL müßten folgende Bedingungen erfüllt werden, um die Schwingungen zufriedenstellend zu erzeugen. Die Kohlen müßten massiv sein, der Bogen muß die geeignete Länge (1 bis 2 mm) und der Strom die richtige Stärke (3 bis 5 Amp.)

[1]) U. S. Patent Nr. 500630, Juli 4, 1892.
[2]) W. DUDDELL, Journ. Inst. El. Eng. 30, 232, 1900.

haben. Außerdem muß sich ein hoher Widerstand im Hauptkreis befinden, und der OHMsche Widerstand des Parallelkreises darf nicht mehr als 2 Ohm betragen. Etwa 5 Millihenry und 1 bis 5 Mikrofarad bilden einen geeigneten Parallelkreis.

Die Ursache des Phänomens ist noch nicht völlig klargestellt; nach DUDDELLs Theorie ist es zur Erzeugung von Schwingungen erforderlich, daß die VJ-Kurve des Lichtbogens eine fallende Charakteristik zeigt, d. h. daß $\frac{dV}{dJ}$ einen negativen Wert hat und numerisch größer als r ist; V bedeutet die Potentialdifferenz am Lichtbogen, J die Stromstärke im Hauptkreis und r den Widerstand im Parallelkreis. Nach dieser Theorie ist die einfache Erklärung für das Entstehen der Schwingungen folgende. Wenn der Shunt an den oben beschriebenen Stromkreis angeschlossen wird, fließt ein Teil des Stromes in den Kondensator, raubt also dem Lichtbogen einen Teil des Stromes; da jedoch V wächst, wenn die Stromstärke im Lichtbogen fällt, so wird dadurch tatsächlich die Potentialdifferenz vergrößert und der Kondensator weiter geladen. Entlädt er sich dagegen durch den Lichtbogen, so wird die Stromstärke erhöht und infolgedessen sinkt die Potentialdifferenz bis zur vollen Entladung; dann wiederholt sich der Prozeß.

Nach DUDDELL hängt die Schwingungszahl im singenden Lichtbogen, abgesehen von der Dämpfung, nur von der Selbstinduktion und der Kapazität im Shuntkreise ab, und die Frequenz ist begrenzt dadurch, daß $\frac{dV}{dJ}$ bei einer mäßig hohen Schwingungszahl aufhört, negativ zu sein. Immerhin können bei richtiger Abgleichung von Selbstinduktion und Kapazität zwischen 500 und 10000 Schwingungen pro Sekunde gute Resultate erzielt werden.

Diese Theorie ist von P. JANET [1]) mathematisch behandelt worden, der in seinen Schlüssen mit DUDDELL übereinstimmt.

Eine zweite Theorie des Phänomens rührt von MAISEL [2]) her; dieser behauptet, daß das Vorzeichen von $\frac{dV}{dJ}$ im Lichtbogen ohne Einfluß wäre, daß vielmehr das Auftreten der Schwingungen nur

[1]) P. JANET, C. R. **134**, 821, 1902.

[2]) S. MAISEL, Phys. ZS. **5**, 550, 1904.

von der Temperatur der negativen Elektrode abhänge. Er ist der Ansicht, daß, wenn der Strom im Lichtbogen infolge der Aufladung des Kondensators geschwächt wird, die Temperatur der Elektrode sinkt, bis der Bogen erlischt, und daß dieser im nächsten Augenblick wieder aufleuchtet, wenn die Ladung des Kondensators wieder zurückströmt, vorausgesetzt, daß die Temperatur nicht zu tief gesunken ist.

Er erklärt, daß nach seinen eigenen und CORBINOS[1]) Beobachtungen der Strom im Parallelkreise nicht sinusförmig ist, und daß die Schwingungszahl nicht einfach durch die Formel $\frac{1}{n} = 2\pi\sqrt{CL}$ bestimmt werden kann, ferner, daß durch SALOMONSON[2]) gezeigt worden ist, daß eine Schwingungszahl bis zu 400000 erreicht werden kann.

Im Jahre 1902 schlug Prof. F. A. FESSENDEN[3]) eine von Gleichstrom gespeiste Funkenstrecke oder einen Lichtbogen als Strahlungsquelle für drahtlose Telegraphie vor und entwickelte diese Ideen später noch weiter, indem er auf die Vorteile hinwies, die es bietet, hohes Potential zu benutzen und den Lichtbogen unter Druck zu bilden.

H. TH. SIMON[4]) und SIMON und REICH[5]) haben gleichfalls eingehende Versuche auf diesem Gebiete angestellt; sie benutzten sowohl Metall- als auch Kohleelektroden. Neuerdings hat SIMON eine Theorie des Phänomens veröffentlicht, die auf seiner eigenen Lichtbogentheorie basiert. In Übereinstimmung mit DUDDELL und JANET hält er eine fallende Charakteristik für die Lichtbogenkurve für notwendig und kommt zu dem Schlusse, daß schnelle Schwingungen wahrscheinlich am besten erzeugt werden können bei Anwendung hohen Potentials, geringer Stromstärke und von Elektroden, die wie die Metalle gute Wärmeleiter sind.

Nach Beginn der vorliegenden Arbeit hat POULSEN die Erzeugung von kräftigen Schwingungen bis zu 1000000 pro Se-

---

[1]) M. CORBINO, Atti dell' Assoc. Elettr. Ital. 7, 369, 597, 1903.

[2]) WERTHEIM, SALOMONSON, Konink. Ak. Wet. Amsterd. Versl. 381, 1902/03.

[3]) U. S. Patents 706742, Aug. 12, 1902; 730753, Juni 9, 1903; 793649, Juli 4, 1905.

[4]) SIMON und REICH, Phys. ZS. 3, 278, 1902; 4, 364, 1903.

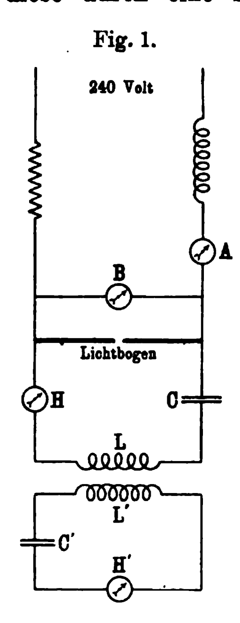
[5]) H. TH. SIMON, Phys. ZS. 7, 433, 1906.

kunde angekündigt, die mit Erfolg in der drahtlosen Telegraphie angewandt worden sind. Bei dem POULSEN schen Lichtbogen besteht die Anode aus Kupfer, die Kathode aus Kohle; der Bogen wird in einer Wasserstoffatmosphäre erzeugt, die die Intensität der Schwingungen beträchtlich zu erhöhen scheint.

Einrichtung des Apparates.

Bei Beginn der Arbeit diente als Stromquelle in der Regel eine Gleichstromanlage von 240 Volt Spannung; zeitweise wurde diese durch eine solche von 120 Volt Spannung ersetzt. Die Stromstärke wurde durch einen variablen Widerstand reguliert, und die Primärspule eines kleinen Transformators war als Drosselspule in den Hauptkreis eingeschaltet. Fig. 1 zeigt das Schaltungsschema. A ist ein Strom-, B ein Spannungsmesser, H ein Hitzdrahtinstrument mit einem Meßbereich bis 10 Amp. und einem Widerstand von etwa 0,3 Ohm. Die Kapazität C bestand aus einem oder zwei kleinen Glimmerkondensatoren von je 0,04 Mikrofarad. Die Selbstinduktion L, die gewöhnlich im Schwingungskreis benutzt wurde, bestand aus einem dreimal um ein Elementenglas gewickelten Draht Nr. 16. Die Selbstinduktion dieser Spule und der Verbindungsdrähte betrug annähernd 0,009 Millihenry. Die Schwingungszahl wurde stets nach der Resonanzmethode in einem Sekundärkreise gemessen, der so lose mit dem Primärkreise gekuppelt war, daß die Reaktion zwischen beiden vernachlässigt werden konnte, wie durch einen Versuch festgestellt wurde.

Fig. 1.



Dieser Sekundärkreis bestand aus einem variablen Luftkondensator C', einem Hitzdrahtinstrument H' — bis zu 0,23 Amp. von 7 Ohm Widerstand —, einer Selbstinduktion L' von 25 Windungen von Draht Nr. 16 und zuweilen zur Ergänzung einer variablen Selbstinduktionsspule.

Versuche mit dem Graphitlichtbogen.

Es wurden Vorversuche angestellt, bei denen als Elektroden für den Lichtbogen massive Kohle, Dochtkohle, Kupfer und Graphit benutzt wurden, ferner als Anode Kupfer und als Kathode Kohle. Es zeigte sich, daß mit all diesen Kombinationen bis über 100 000 Schwingungen pro Sekunde erzeugt werden konnten. Die ersten drei gaben im allgemeinen nur vorübergehend hohe Frequenz, wenigstens wenn der Lichtbogen in Luft gebildet wurde, und nur mit Graphitelektroden gelang es, für quantitative Messungen ausreichende Konstanz zu erlangen.

Hierunter sind die Daten eines typischen Experiments wiedergegeben.

Primärkreis.

Elektroden	Graphit, flache Enden
Durchmesser	12 mm
Widerstand im Lichtbogenkreis . .	etwa 50 Ω
Stromstärke im Lichtbogenkreis . .	4 Amp.
Potentialdifferenz am Lichtbogen . .	26 Volt
" im offenen Kreis .	242 Volt
Bogenlänge	etwa 0,3 mm
Selbstinduktion im Shuntkreis . . .	0,009 Millihenry
Kapazität	0,04 Mikrofarad
Wechselstromstärke im Shunt . . .	4,0 Amp.

Sekundärkreis.

Selbstinduktion	0,168 Millihenry
Kapazität	variabel
Widerstand	7 Ω
Stromstärke	0,1 bis 0,2 Amp.

Es zeigte sich, daß unter obigen Bedingungen Schwingungen hoher Frequenz leicht erzeugt werden konnten und sehr konstant waren; zuweilen dauerten die Schwingungen eine halbe Stunde an, ohne daß Aufmerksamkeit darauf verwandt worden wäre. Beim Messen der Frequenz mit Hilfe des sekundären Resonanzkreises fanden sich wohlausgebildete Maxima bei einer Frequenz von 295 000, 580 000 und 910 000 pro Sekunde.

Bei der niedrigsten Schwingungszahl war die Energie am größten, bei der höchsten am schwächsten. Die aus der Selbstinduktion und Kapazität des Primärkreises berechnete Schwingungszahl war 260 000. Möglicherweise treten noch Schwingungen

von kürzerer Periode und geringerer Intensität auf, doch konnte ich solche nicht entdecken.

Änderung der Frequenz. Nach SIMONS Ergebnissen mit Lichtbogen niedriger Schwingungszahl soll die Frequenz mit wachsender Stromstärke und abnehmender Bogenlänge wachsen. Diese Verhältnisse wurden untersucht, die Resultate sind aus

Fig. 2.

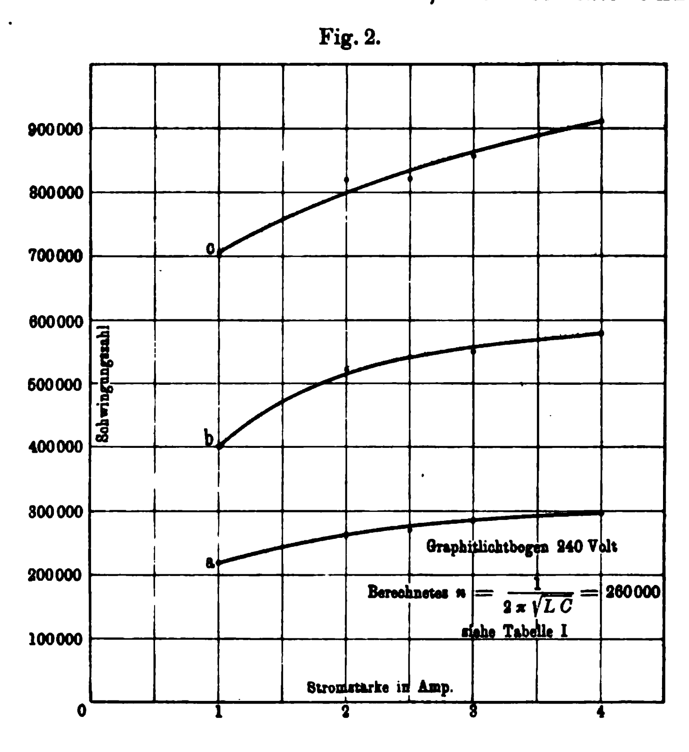
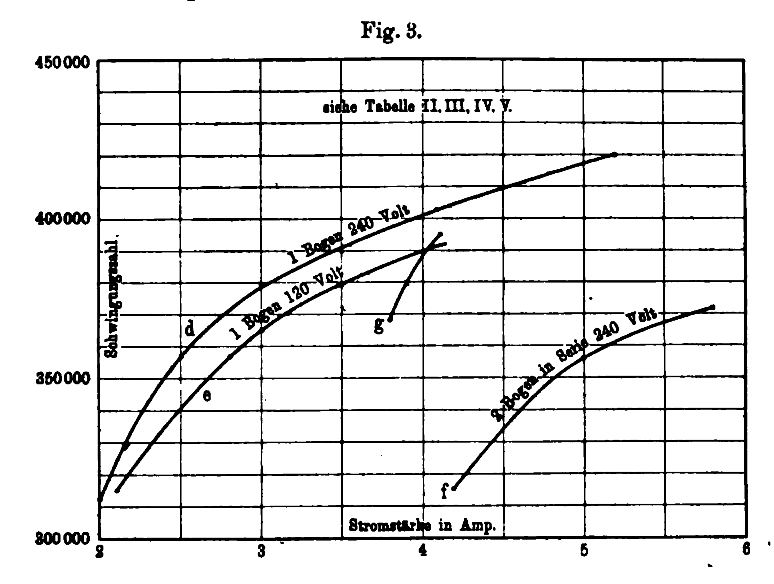


Tabelle I und II, sowie aus den Kurven der Fig. 2 und 3 zu ersehen. Tabelle I und die Kurven a, b und c der Fig. 2 zeigen den durch Änderung des Widerstandes im Hauptkreise hervorgerufenen Einfluß auf die drei Maxima. Es ist bemerkenswert, daß die drei Schwingungszahlen in roher Annäherung im Verhältnis 1 : 2 : 3 stehen. Es war nicht möglich, die Änderung der Bogenlänge mit einiger Genauigkeit zu messen, da die Bogenlänge, bei der überhaupt Schwingungen erhalten werden konnten, nur einige Zehntel eines Millimeters betrug. Tabelle II und Kurve g

(Fig. 3) zeigen die Beziehung zwischen Schwingungszahl und Stromstärke, wobei letztere durch Änderung der Bogenlänge variiert wird. Kurve *g* zeigt, daß die Schwingungszahl mit abnehmender Bogenlänge viel schneller wächst, als es der Fall sein würde, wenn nur die Stromstärke sich geändert hätte, so daß also die Verkürzung des Bogens an sich ein Wachsen der Schwingungszahl hervorruft.

Ferner wurde der Einfluß untersucht, den ein Ersetzen der 240 Volt-Stromquelle durch eine solche von 120 Volt hervorruft

Fig. 3.



dann die Erscheinungen beim Hintereinanderschalten von zwei Lichtbogen. Die Kapazität im Primärkreise war bei diesen Versuchen und bei dem durch Tabelle II dargestellten 0,08 Mikrofarad. Die Tabellen III, IV und V, sowie die Kurven der Fig. 3 geben die Resultate wieder. Man sieht, daß die Kurven für einen Lichtbogen mit 120 bzw. 240 Volt nahe zusammen liegen. Die beobachtete Differenz kann von einer geringen Verschiedenheit der Bogenlänge herrühren. Das Einschalten eines zweiten Bogens hinter den ersten verursachte eine deutliche Erniedrigung der Schwingungszahl, wobei die Stärke des Wechselstromes von 5 zu 7 Amp. wuchs.

Widerstand im Parallelkreise. Unter den auf S. 351 angegebenen Bedingungen vernichtete die Vermehrung des Widerstandes im Shuntkreise um 1 Ohm die Schwingungen vollständig, eine Vermehrung um $^1/_4$ Ohm reduzierte ihre Energie auf etwa die Hälfte. Eine Änderung der Schwingungszahl konnte bei der Änderung des Widerstandes und der Wechselstromstärke im Shuntkreise nicht beobachtet werden.

Der Graphitlichtbogen wurde zu einigen Versuchen mit drahtloser Telephonie benutzt. Ein Draht wurde mit dem Sekundärschwingungskreis verbunden und ragte aus dem Laboratoriumsfenster hinaus, während die andere Seite des Sekundärkreises geerdet war. Die Stromstärke in der Antenne betrug etwa 0,1 Amp. Ein Mikrophon war in die Antenne eingeschaltet; hineingesprochene Worte konnten in einem mit einem elektrolytischen Empfänger versehenen und einer ähnlichen Antenne verbundenen Telephon auf einem etwa 50 m entfernten Gebäude verstanden werden. Die Artikulation war laut und ziemlich deutlich, jedoch war das Zischen des Lichtbogens störend. Diese Anordnung stellt natürlich nur einen Vorversuch dar. Bei besserer Ausnutzung der Energie und bei Verwendung geeigneter Luftleiter und Mikrophone würde ein weit größerer Abstand, wahrscheinlich mehrere Meilen, möglich gewesen sein.

Der Lichtbogen in Wasserstoff.

Nach Poulsen können mit einem in Wasserstoff befindlichen Lichtbogen bedeutend kräftigere Schwingungen erzeugt werden als mit einem solchen in Luft. Dies wurde auf eine von Poulsen angeregte einfache und wirksame Art bestätigt, indem der Lichtbogen in einer Gasflamme erzeugt wurde. Man sah sofort, daß die schnellen Schwingungen mit Kohle- bzw. mit Kohle-Kupferelektroden sich viel leichter als in Luft ausbildeten. Zum besten Resultate gelangte man bei Benutzung einer Kupferanode und einer Kohlekathode oder mit zwei Graphitelektroden.

Einerseits erleichtert das Vorhandensein des Wasserstoffs das Entstehen der Schwingungen und gestattet mit längerem Lichtbogen (bis zu 0,8 mm bei Verwendung von Graphitelektroden bei 240 Volt Spannung) zu arbeiten; der Haupteffekt war jedoch das Anwachsen der Energie, die dem Schwingungskreise entzogen

werden konnte. Wie schon erwähnt, durfte ein Widerstand von mehr als 1 bis 2 Ohm nicht in den Schwingungskreis eingeschaltet werden, ohne daß die Schwingungen zerstört worden wären. Es kann jedoch ein großer Widerstand in den gekuppelten Sekundärkreis gelegt werden und auf diese Weise dem Primärkreise Kraft entzogen werden. Mit dem Graphitlichtbogen in Luft mit 240 Volt können auf diese Art 6 bis 8 Watt erhalten werden. Befindet sich der Lichtbogen in Wasserstoff, kann der Betrag von mehr als 100 Watt erzielt werden; bei einem Versuche wurde eine 32-Kerzenlampe für 110 Volt zu vollem Leuchten gebracht.

Unten werden die Daten eines Versuches gegeben, bei dem der Lichtbogen sich in Wasserstoff befand, die mit den Daten des Versuches auf S. 351, bei dem sich der Lichtbogen in Luft befand, in Vergleich gezogen werden können.

Primärkreis.

Gleichstrom ohne Schwingungen . . .	5 Amp.
„ mit „ . . .	2,5 „
Potentialdifferenz ohne Schwingungen .	40 Volt
„ mit „ .	90 bis 100 Volt
„ (offener Kreis) . . .	240 Volt
Wechselstrom im Primärkreis	9 Amp.
Kapazität	0,08 Mikrofarad

Sekundärkreis.

Selbstinduktion	0,168 Millihenry
Kapazität	0,000 11 Mikrofarad
Widerstand	(110 Volt, 32 Kerzen) Lampe
Wechselstrom	1 Amp.

Abgesehen von dem Anwachsen der entwickelten Energie ist bei dem obigen Versuch die auffallendste Erscheinung das deutliche Fallen der Stärke des Gleichstromes und das Wachsen der Elektrodenspannung am Lichtbogen. Dies hängt von dem Energiebetrage im Sekundärkreise ab und würde bei Entfernung des Sekundärkreises geringer werden. Die gleichen Änderungen bemerkt man bei dem Graphitlichtbogen in Luft, doch dann beträgt der Stromabfall nur 0,1 Amp., und die Spannung wächst nur um einige Volt.

Wird der Wasserstoff, wie im vorliegenden Falle, in direktem Strome in den Lichtbogen geblasen, so wirkt er sehr nachteilig

auf die Reinheit (des Tones). Die Maxima sind häufig so unbeständig, daß es fast unmöglich ist, die Frequenz zu bestimmen. Dies kann von dem Blasen des Gases gegen den Lichtbogen herrühren. Ganz bestimmte Druckverhältnisse herrschen jedenfalls im Lichtbogen, wie man daraus sieht, daß die Gasflamme, in der der Bogen gebildet wird, nach außen geblasen wird, sobald die Schwingungen entstehen.

Die Ursache des günstigen Einflusses des Wasserstoffs im Lichtbogen ist noch nicht völlig klargestellt. Es scheint sicher zu sein, daß er teilweise der großen Wärmeleitfähigkeit des Gases zuzuschreiben ist, die ein Abkühlen der Elektroden zwischen den Stromstößen ermöglicht. Nach POULSEN kommt ein deutlicher Einfluß auf die elektrische Leitfähigkeit des Lichtbogens hinzu, die er für sehr wichtig hält, doch bedarf diese Frage noch weiterer Untersuchungen, ehe Schlüsse gezogen werden können.

Der Lichtbogen in Dampf.

Es wurden ferner Versuche angestellt, bei denen sich der Lichtbogen in Dampf befand. In einigen Fällen wurden Graphitelektroden benutzt, in anderen Kupferanoden mit Kohlekathoden. Man konnte alle beim Lichtbogen in Wasserstoff beobachteten Erscheinungen reproduzieren. Es wurden die Schwingungen fast mit gleicher Leichtigkeit und in annähernd derselben Stärke erhalten. Sehr starke Schwingungen wurden ferner beobachtet, wenn der Lichtbogen unter Wasser gebildet wurde, wobei der Dampf durch die Entladungswärme gebildet wurde. In diesem Falle war die Abkühlung oft zu schnell, so daß der Lichtbogen erlosch.

Der Hochspannungslichtbogen in komprimierter Luft.

Bei den folgenden Versuchen habe ich unter Benutzung der Ideen FESSENDENS[1]) und SIMONS[2]) den Lichtbogen unter Druck gesetzt, unter Benutzung hohen Potentials, geringer Stromstärke und von Metallelektroden. Die Stromquelle war ein Satz von zehn 500 Volt-Gleichstromdynamos in Reihe geschaltet. Ein kon-

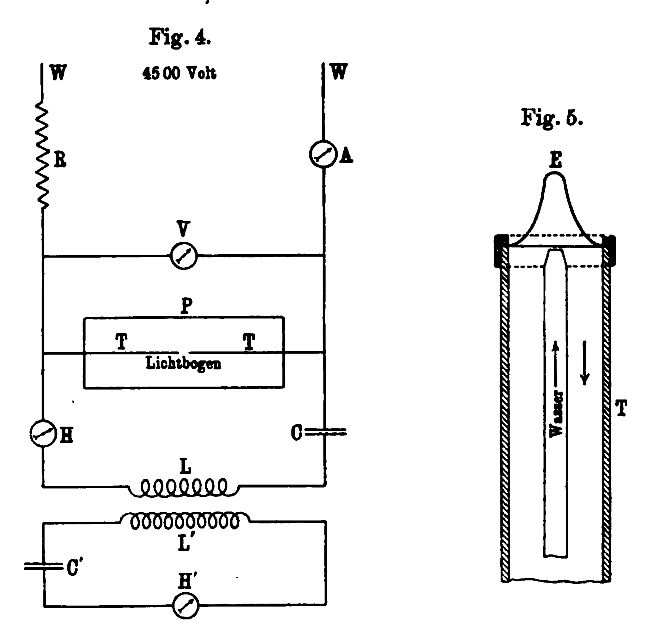
[1]) FESSENDEN, l. c.
[2]) SIMON, l. c.

stanter Widerstand von 30000 Ohm war vor die Maschinen geschaltet, und bei Kurzschluß war die Stromstärke 0,15 Amp. Die Spannung am offenen Kreise betrug nach den Angaben eines BRAUNschen elektrostatischen Voltmeters 4500 Volt.

Aus Fig. 4 ist die Schaltung zu ersehen. P ist der in komprimierter Luft befindliche Lichtbogen, A ein Strommesser, V ein BRAUNsches Voltmeter, C ein FESSENDENscher Druckluftkonden-

Fig. 4.

Fig. 5.



sator mit einer Kapazität von 0,0044 Mikrofarad, L eine Selbstinduktion (9 Windungen auf einer Flasche) von 0,009 Millihenry und R der 30000 Ohm-Widerstand. Die Enden WW führen zu den Dynamopolen. Die Luftkammer P besteht aus Eisen mit auswechselbaren Enden und kleinen, die Beobachtung des Lichtbogens ermöglichenden Glasfenstern vorn und hinten. Als Elektroden dienten dünne Metallkappen (vgl. Fig. 5), die an den Enden der Röhre T befestigt waren. Diese Röhre war hohl und mit Wasserspülung eingerichtet. Die Elektrodenröhren waren in den Druckraum luftdicht und isoliert eingeführt. Der Druck betrug bis zu 7 Atmosphären.

Hierunter sind die vollständigen Daten eines typischen Experiments wiedergegeben.

Luftdruck im Lichtbogen	6,8 Atm.
Elektroden	Silber (0,8 mm dick)
Stromstärke ohne Schwingungen	0,15 Amp.
„ mit „	0,11 „
Potentialdifferenz am Lichtbogen	
ohne Schwingungen	90 Volt
mit „	2000 „
Potentialdifferenz am offenen Stromkreise .	4500 „
Bogenlänge	etwa 0,4 mm
Selbstinduktion im Shunt	etwa 0,009 Millihenry
Kapazität	0,0044 Mikrofarad
Wechselstromstärke	11,5 Amp.
Schwingungszahl	850000

Am auffallendsten bei diesen Beobachtungen ist das deutliche Steigen der Potentialdifferenz am Lichtbogen, wenn die Schwingungen auftreten. Sichtlich hat man es hier mit einem markanteren Beispiel des bei dem Lichtbogen in Wasserstoff beobachteten Phänomens zu tun. Man sieht ferner, daß die Schwingungen die Stromstärke in derselben Weise wie beim Niederspannungslichtbogen schwächen. Es hat sich stets als charakteristische Eigenschaft des singenden Lichtbogens, sowie des Bogens mit hoher Schwingungszahl und niedriger Spannung gezeigt, daß ein Widerstand von mehr als 1 bis 2 Ohm in den Shuntschwingungskreis nicht eingeführt werden kann, ohne daß die Schwingungen zerstört würden. Beim Hochspannungslichtbogen ist dies nicht der Fall. Widerstände bis zu mehreren hundert Ohm können, ohne Schaden zu verursachen, eingeschaltet werden.

Die Frage, ob außer dem Grundton noch andere Schwingungen auftreten können, wurde mit Hilfe des sekundären Resonanzkreises untersucht, jedoch mit negativem Erfolge. Im Gegensatze zum Niederspanungslichtbogen zeigt dieser keine Änderung der Schwingungszahl, selbst wenn die Stärke des Gleichstromes durch Einschalten von Widerstand auf die Hälfte reduziert war. Ebensowenig beeinflußte eine Änderung der Bogenlänge die Schwingungszahl.

Wirkungsgrad der Schwingungen.

Eine hundertkerzige Hundertvoltlampe wurde in den Shuntschwingungskreis eingeschaltet, bei 650000 Schwingungen wurde ein Wechselstrom von 2,1 Amp. beobachtet; dies repräsentierte einen Energieverbrauch von 200 Watt.

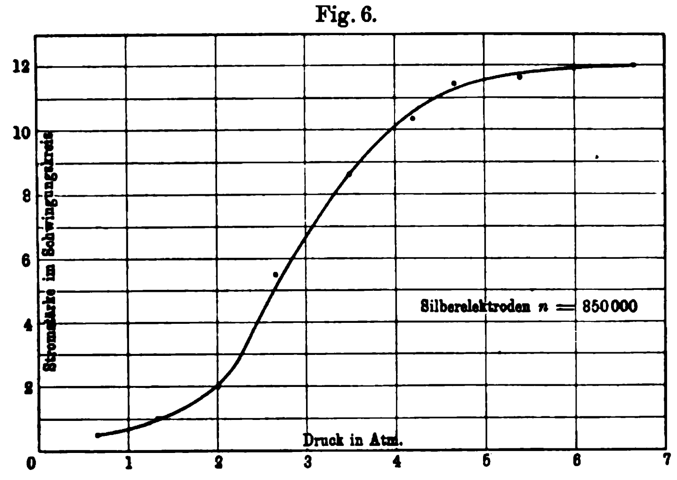
Da die aufgewandte Energie nach Abzug der in den Widerständen absorbierten nur wenig über 300 Watt betrug, so war Nutzeffekt mehr als 60 Proz.

Ferner wurden Versuche bei höheren Schwingungszahlen nach derselben Methode gemacht; dabei erhielt man 180 Watt bei 1 500 000 und 140 Watt bei 3 500 000 Schwingungen. Bei etwa 4 500 000 wurden die Schwingungen unregelmäßig und die Versuche abgebrochen.

Einfluß des Luftdrucks.

Fig. 6 zeigt deutliches Anwachsen der Stromstärke im Schwingungskreise infolge von steigendem Luftdruck. Von dem Zustande

Fig. 6.



bei dem schon S. 351 beschriebenen typischen Versuche ausgehend, wurde der Luftdruck allmählich erniedrigt. Oberhalb 5 Atm. ist die Änderung nur gering, doch darunter werden die Schwingungen schnell schwächer und viel unbeständiger. Unterhalb 2 Atm. wird diese Unbeständigkeit so groß, daß genaue Ablesungen nicht mehr möglich sind.

Im Laufe der Untersuchung wurden verschiedene Metalle als Elektroden versucht. Hierbei ergab Kupfer fast ebenso gute Resultate wie Silber, während Zink, Aluminium und Platiniridium (10 Proz. Ir) weniger brauchbar waren. Dies deutet darauf hin, daß Metalle mit höherem Wärmeleitvermögen zu diesem Zwecke am geeignetsten sind.

Kontinuität der Wellenzüge.

Man hat allgemein angenommen, daß die von einem Gleichstromlichtbogen erzeugten Schwingungen ungedämpft, d. h. die Wellenzüge kontinuierlich sind. Während dies zweifellos bei geringer Schwingungszahl (singender Lichtbogen) der Fall ist, so gibt es andererseits einen Punkt, oberhalb dessen der Bogen in eine Reihe von Funken übergeht, wahrscheinlich abhängig von der Stärke des Gleichstromes. Der Hochspannungslichtbogen in komprimierter Luft ist sicher nicht kontinuierlich. Bei der Schaltung, deren Daten auf S. 358 angegeben sind, betrug der Dämpfungskoeffizient γ, nach der DRUDEschen Methode gemessen, etwa 0,1 pro Periode. In diesem Falle hat man es einfach mit einer Funkenentladung zu tun, bei der die Funken sehr schnell aufeinander folgen. Es wurde versucht, festzustellen, ob die Wellen beim Graphitlichtbogen niedrigen Potentials bei 300 000 und 100 000 Schwingungen ungedämpft wären. Die Beobachtungen deuten auf das Bestehen von Dämpfung hin; doch mag das fortwährende Schwanken der Schwingungszahl infolge von Veränderungen im Lichtbogen diesen Effekt sehr wohl verstärkt haben. Deshalb können diese Andeutungen nicht als maßgebend betrachtet werden.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Die Versuche zeigen in Übereinstimmung mit SALOMONSON, daß der gewöhnliche singende Lichtbogen mit Kohle- oder besser Graphitelektroden imstande ist, Wellen von mehreren hunderttausend Schwingungen pro Sekunde zu erzeugen.

Mit dem Graphitbogen.

2. Die in einem Sekundärresonanzkreis untersuchten Schwingungen zeigen drei Frequenzen von abnehmender Intensität, etwa

den ersten drei Obertönen entsprechend. Das beweist, daß die Welle nicht nur nicht sinusförmig, sondern auch nicht einmal symmetrisch ist.

3. Die Schwingungszahl wächst mit wachsender Stärke des Gleichstromes. (Fig. 2 und 3.)

4. Die Schwingungszahl wächst mit fallender Bogenlänge. (Fig. 3.)

5. Hintereinanderschalten von Lichtbogen verkleinert die Frequenz. Fig. 3. (Ebenso wie wachsende Bogenlänge.)

6. Die Schwingungszahl variiert nicht, soweit die Beobachtungen reichen, mit der Intensität der Schwingungen.

7. In den Shuntschwingungskreis kann kein nennenswerter Widerstand gelegt werden, ohne daß die Schwingungen zerstört werden. Es kann jedoch ein Widerstand in den gekuppelten Sekundärkreis gelegt werden.

8. Die Energie wächst stark, wenn der Lichtbogen in Wasserstoff oder Dampf gebildet wird.

Mit dem Hochspannungsbogen in komprimierter Luft.

9. Wenn der Lichtbogen in Luft von 6 Atm. zwischen Silber- oder Kupferelektroden gebildet wird, die Stärke des Gleichstromes weniger als 0,2 Amp. und die Spannung im Kreise 4500 Volt beträgt, so zeigt der Lichtbogen alle Eigenschaften einer sehr schnellen Funkenentladung.

a) Die Frequenz ist unabhängig von der Stärke des Gleichstromes und der Bogenlänge und hängt nur von der Selbstinduktion und Kapazität des Schwingungskreises ab.

b) Nur die Schwingungszahl des Grundtons wurde beobachtet. Die Welle ist wahrscheinlich sinusförmig.

11. Im Gegensatz zum Niederspannungslichtbogen können Widerstände von mehreren hundert Ohm in den Shuntschwingungskreis eingeschaltet werden, und daher kann Energie im Betrage von mehr als 60 Proz. der als möglich berechneten den Schwingungen entzogen werden.

12. Der Hochspannungslichtbogen ist beinahe frei von zischenden Geräuschen, die bei Verwendung niedrigen Potentials immer hörbar sind. Er ist deshalb besonders für Versuche mit drahtloser Telephonie geeignet.

Tabelle I (Fig. 2).

Gleichstrom variiert durch Ändern des Widerstandes.
240 Volt-Stromkreis. Potentialdifferenz am Lichtbogen etwa 34 Volt.

Stromstärke		Schwingungszahl	Stromstärke		Schwingungszahl
Gleichstrom Amp.	Wechselstrom Amp.	n	Gleichstrom Amp.	Wechselstrom Amp.	n
		217 000			289 000
1,0	2,2	400 000	3,0	3,5	550 000
		705 000			860 000
		268 000			295 000
2,0	3,2	520 000	4,0	4,0	580 000
		820 000			910 000
		274 000			
2,5	3,5	540 000			
		820 000			

Tabelle II (Fig. 3, Kurve g).

Gleichstrom variiert durch Änderung der Bogenlänge.
120 Volt-Stromkreis.

Gleichstrom Amp.	Potentialdifferenz am Lichtbogen Volt	Wechselstromstärke Amp.	Schwingungszahl
3,8	40	1,5	368 000
3,9	34	2,3	380 000
4,1	26	4,8	394 000

Tabelle III (Fig. 3, Kurve e).

Gleichstrom variiert durch Änderung des Widerstandes.
1 Lichtbogen. 120 Volt Spannung. Potentialdifferenz am Lichtbogen etwa 34 Volt.

Stromstärken		Schwingungszahl
Gleichstrom Amp.	Wechselstrom Amp.	n
2,1	1,0	315 000
2,8	1,5	356 000
3,0	1,5	365 000
3,5	2,0	379 000

Tabelle IV (Fig. 3, Kurve *d*).

Gleichstrom variiert durch Änderung des Widerstandes.
1 Lichtbogen. 240 Volt. Potentialdifferenz am Lichtbogen etwa 34 Volt.

Stromstärken		Schwingungszahl
Gleichstrom Amp.	Wechselstrom Amp.	n
2,0	2,2	312 000
2,5	2,5	356 000
3,0	3,2	378 000
3,5	4,1	390 000
5,2	4,9	420 000

Tabelle V (Fig. 3, Kurve *f*).

2 Lichtbogen in Serie. 240 Volt. Potentialdifferenz am Lichtbogen etwa 54 Volt.

Stromstärken		Schwingungszahl
Gleichstrom Amp.	Wechselstrom Amp.	n
4,2	5,8	316 000
5,0	6,7	355 000
5,8	6,2	371 000

Washington, 1. April 1907.

Jahrg. 5 *Heft 19*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik
Richard Assmann für kosmische Physik

Inhalt.

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Jahrg. 5 **Heft 20**

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel für reine Physik — **Richard Assmann** für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

I. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Jahrg. 5 *Heft 20*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Die Herren Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, insbesondere diejenigen außerhalb Berlins

erlaubt sich der Unterzeichnete darauf aufmerksam zu machen, dafs wissenschaftliche Mitteilungen, welche in einer Sitzung der Gesellschaft durch ein anwesendes Mitglied vorgelegt werden (§ 21 der Satzungen), binnen zwei bis höchstens drei Wochen in den „Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft" erscheinen. Die Vorlage von Mitteilungen in einer Sitzung zu vermitteln, ist der Unterzeichnete jederzeit bereit.

Professor Dr. Karl Scheel,
Wilmersdorf bei Berlin, Güntzelstrafse 43.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. **30. Oktober 1907.** **Nr. 19/20.**

79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden vom 15. bis 21. September 1907.

Abteilung 2: Physik, einschließlich Instrumentenkunde und wissenschaftliche Photographie.

Sitzung vom 16. September 1907, Nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herr W. HALLWACHS (Dresden).

Es trugen vor:

Hr. **O. Reichenheim** (Charlottenburg): Anodenstrahlen (nach gemeinsam mit Hrn. E. GEHRCKE ausgeführten Versuchen).

Hr. **E. Gehrcke** (Charlottenburg): Die Strahlen der positiven Elektrizität (nach gemeinsam mit Hrn. O. REICHENHEIM ausgeführten Versuchen).

Hr. **J. Koenigsberger** (Freiburg i. B.): Über die Elektrizitätsleitung in festen Körpern und die Elektronentheorie derselben.

Hr. **C. Fredenhagen** (Leipzig): Über die Emissionsursachen der Spektren.

Hr. **Heinrich Willy Schmidt** (Gießen): Über den Durchgang der β-Strahlen des Aktiniums durch Materie.

Hr. **Max Toepler** (Dresden): Über gleitende Entladung.

Hr. **S. Loewenthal** (Braunschweig): Über die Bestimmung der Quellemanationen.

Hr. **J. Elster** (Wolfenbüttel): Über die lichtelektrischen Photometer.

Sitzung vom 17. September 1907, Vorm. 9 Uhr.

Vorsitzender: Herr V. v. LANG (Wien).

Es trugen vor:

Hr. **W. Kaufmann** (Bonn): Neue Hilfsmittel für Laboratorium und Hörsaal.

Hr. **G. Helm** (Dresden): Die kollektiven Formen der Energie.

Hr. **W. Wien** (Würzburg): Über turbulente Bewegung der Gase.

Hr. **W. Nernst** (Berlin): Berechnung elektromotorischer Kräfte aus Wärmetönungen.

Hr. **Karl Scheel** (Charlottenburg): Thermische Ausdehnung fester Körper in tiefer Temperatur. (Vgl. diesen Jahrg. der Verh. S. 3—20.)

Hr. **Wilhelm Heuse** (Charlottenburg): Bestimmung der Ausdehnung des Platins zwischen —183° und Zimmertemperatur mit dem Komparator und dem FIZEAUschen Apparat (nach gemeinsam mit Hrn. KARL SCHEEL ausgeführten Versuchen).

Hr. **A. Blaschke** (Charlottenburg): Der Transversalkomparator der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Hr. **F. Henning** (Charlottenburg): Über die spezifische Wärme von Stickstoff, Kohlensäure und Wasserdampf bis zu 1400° C (nach gemeinsam mit Hrn. L. HOLBORN ausgeführten Versuchen). Die Mitteilung ist bereits in den Ann. d. Phys. (4) 23, 809—845, 1907 veröffentlicht.

Hr. **F. Löwe** (Jena): Über einen Spektralapparat mit fester Ablenkung.

Sitzung vom 17. September 1907, Nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herr F. BRAUN (Straßburg).

Es trugen vor:

Hr. **E. Bose** (Danzig): Physikalisch-chemische Demonstrationsversuche ohne Materialverbrauch.

Hr. **E. Grimsehl** (Hamburg): Eine neue Quecksilberluftpumpe.

Hr. **Th. Gross** (Charlottenburg): Über Wechselströme.

Hr. **Otto Wiener** (Leipzig): Herstellung langsamer Kondensatorschwingungen in der Größenlage der Schwingungsdauer von einer Sekunde und ihre Verfolgung mit geeignetem Galvanometer und Elektrometer.

Hr. **M. Wien** (Danzig): Eine Fehlerquelle bei der Bestimmung der Dämpfung elektrischer Schwingungen nach der BJERKNESschen Methode.

Hr. **H. Diesselhorst** (Charlottenburg): Analyse elektrischer Schwingungen mit dem Glimmlichtoszillographen. (Vgl. diesen Jahrg. der Verh. S. 318—320.)

Hr. **P. Spies** (Posen): 1. Ein Versuch betreffend Tonübertragung mittels elektrischer Wellen.
2. Ein elektrochemisches Chronoskop.

Hr. **A. Sommerfeld** (München): Ein Einwand gegen die Relativtheorie der Elektrodynamik.

Hr. **H. Geitel** (Wolfenbüttel): Untersuchungen, betreffend die Radioaktivität des Bleies und der Bleisalze (nach gemeinsam mit Hrn. J. ELSTER angestellten Versuchen).

Sitzung vom 18. September 1907, Vorm. $8^1/_2$ Uhr.

Vorsitzender: Herr W. FEDDERSEN (Leipzig).

Es trugen vor:

Hr. **R. Jahr** (Dresden): Das Handwerkszeug des wissenschaftlichen Photographen.

Hr. **H. Lehmann** (Jena): Über die Verfahren der direkten Farbenphotographie nach LIPPMANN und LUMIÈRE.

Hr. **W. Scheffer** (Berlin): Mikroskopische Untersuchungen der Schicht photographischer Platten.

Hr. **G. Mie** (Greifswald): Die optischen Eigenschaften kolloidaler Goldlösungen.

Hr. **E. Aschkinass** (Berlin): Ladungseffekte an Poloniumpräparaten.

Hr. **E. Ladenburg** (Berlin): Über Anfangsgeschwindigkeit und Menge der photoelektrischen Elektronen in ihrem Zusammenhange mit der Wellenlänge des auslösenden Lichtes.

Hr. **H. Siedentopf** (Jena): Über künstlichen Pleochroismus der Alkalimetalle.

Sitzung vom 18. September 1907, Nachm. 3 Uhr.

Vorsitzender: Herr E. LECHER (Prag).

Es trugen vor:

Hr. **W. Gaede** (Freiburg i. B.): Demonstration einer neuen Verbesserung an der rotierenden Luftpumpe.

Hr. **J. E. Lilienfeld** (Leipzig): Eine Tiefdruck-Quecksilberdampflampe für hohe Belastung.

Hr. **G. Berndt** (Cöthen): Über Widerstandsänderungen von Elektrolyten im Magnetfelde. (Vgl. diesen Jahrg. der Verh. S. 240—242.)

Hr. **M. Th. Edelmann** (München): Über Saitengalvanometer.

Hr. **Th. Wulf** (Valkenburg, Holland): Ein neues Elektrometer für statische Ladungen.

Hr. **F. F. Martens** (Berlin): Beiträge zur Metalloptik; 1. Über die Polarisation der von glühenden Metallen seitlich emittierten Strahlung (nach gemeinsam mit Hrn. M. LAUE angestellten Versuchen).

Hr. **E. Gehrcke** (Charlottenburg): Einfaches Interferenzspektroskop.

Am Sonnabend, den 21. September, fand ein gemeinsamer Ausflug der Abteilung nach Leipzig zur Besichtigung der dortigen Institutseinrichtungen statt.

Abteilung 1a: Mathematik.

Sitzung vom 17. September 1907, Vorm. 9 Uhr.

Es trugen vor:

Hr. **A. v. Brill** (Tübingen): Zur Einleitung der EULER-Feier.

Hr. L. **Schlesinger** (Klausenburg): Über ein Problem der Diophantischen Analysis bei FERMAT, EULER, JACOBI und POINCARÉ.
Hr. A. **Pringsheim** (München): Über die sog. EULERsche Reihentransformation.
Hr. E. **Brauer** (Karlsruhe): Die EULERsche Turbinentheorie.
Hr. F. S. **Archenhold** (Treptow): Über Briefe von LEONHARD EULER.

Sitzung vom 17. September 1907, Nachm. 3 Uhr.

Es trugen vor:
Hr. R. **Gans** (Tübingen): EULER als Physiker.
Hr. E. **Timerding** (Straßburg): EULERs Arbeiten zur nautischen Mechanik.
Hr. Edm. **Hoppe** (Hamburg): Die Verdienste EULERs um die Optik.

Abteilung 3: Angewandte Mathematik und Physik.

Sitzung vom 16. September 1907, Nachm. 3 Uhr.

Es trugen vor:
Hr. **Nägel** (Dresden): Über die Zündgeschwindigkeit explosibler Gasgemische.
Hr. L. **Prandtl** (Göttingen): Beiträge zur Festigkeitslehre.
Hr. M. **Grübler** (Dresden): Neue Elastizitäts- und Festigkeitsversuche.

Sitzung vom 18. September 1907, Vorm. 8½ Uhr.

Es trugen vor:
Hr. G. **Brion** (Dresden): Der Hochspannungslichtbogen und dessen Bedeutung in der elektrochemischen Industrie.
Hr. J. **Görges** (Dresden): Allgemeine Sätze über den Betrieb von Wechselstrommaschinen.
Hr. M. **Grübler** (Dresden): Beitrag zum Problem der schwingenden Welle.

Sitzung vom 19. September 1907, Nachm. 3 Uhr.

Es trugen u. a. vor:

Hr. **Grisson** (Berlin): Unmittelbare Stromumwandlung von Wechselstrom in Gleichstrom, Gleichstrom in Wechselstrom, sowie Gleichstrom in Gleichstrom mit veränderter Spannung und Wirkung.

Hr. **Wilhelm Hort** (Großlichterfelde bei Berlin): Gegenwärtiger Stand unserer Kenntnis der Formänderungsvorgänge bei plastischen Körpern.

Abteilung 4: Chemie, einschließlich Elektrochemie.

Sitzung vom 16. September 1907, Nachm. 3 Uhr.

Es trugen u. a. vor:

Hr. **E. Beckmann** (Leipzig): 1. Studien zur Präzisierung der Siedemethode;

2. Demonstration von Spektrallampen.

Hr. **M. Le Blanc** (Leipzig): Beobachtungen über Wachstum und Auflösungserscheinungen von Kristallen.

Sitzung vom 17. September 1907, Vorm. 8 1/2 Uhr.

Es trug u. a. vor:

Hr. **H. Stobbe** (Leipzig): 1. Die Photochemie der Fulgide.

2. Lumineszenz von Phenylnaphtalinderivaten unter dem Einfluß von Radiumstrahlen.

Abteilung 6: Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus.

Sitzung vom 16. September 1907, Nachm. 3 Uhr.

Es trugen vor:

Hr. **E. Stephani** (Kassel): 1. Über die photographische Registrierung der Sonnenflecken.

2. Vorlage von einigen photographischen Stereoskopbildern der Sonne mit Flecken.

Hr. **Albert Schreiber** (Niedersedlitz): Über die Bestimmung der Seehöhen bei Ballonfahrten durch mechanische Quadratur.

Sitzung vom 17. September 1907, Vorm. 9 Uhr.

Es trugen vor:

Hr. **J. Koenigsberger** (Freiburg i. Br.): Normale und anormale Werte der geometrischen Tiefenstufe.

Hr. **S. Günther** (München): Zur Methodologie der Geophysik.

Hr. **Fr. Linke** (Göttingen): Über die Arbeiten des Samoa-Observatoriums.

Hr. **H. Hergesell** (Straßburg): Vorführung einiger farbiger Photographien nach dem LUMIÈREschen Verfahren.

Hr. **Wilhelm Krebs** (Großflottbeck): 1. Die Erdbeben von Jamaika.
2. Geophysikalische Gesichtspunkte bei neueren, auch strafrechtlich behandelten Katastrophen.

Sitzung vom 17. September 1907, Nachm. 3 Uhr.

Es trugen u. a. vor:

Hr. **E. Herrmann** (Altona): Über tatsächliche vieltägige Perioden des Luftdruckes.

Hr. **R. Börnstein** (Wilmersdorf bei Berlin): Zur Geschichte der hundertteiligen Thermometerskala.

Hr. **v. Nobbe:** Die Grundlage einer Wettervorhersage.

Hr. **O. Hecker** (Potsdam): Über den Aufbau der Erdkruste.

Sitzung vom 18. September 1907, Vorm. 9 Uhr.

Es trugen u. a. vor:

Hr. **J. Schubert** (Eberswalde): Landsee und Wald als klimatische Faktoren.

Hr. **W. Felgenträger** (Charlottenburg): Die Gradmessung des WILLEBROD SNELLIUS in den Niederlanden, 1615 bis 1622.

Hr. **F. S. Archenhold** (Treptow): Über Veränderungen in den Sonnenflecken an der Hand von Beobachtungen und Zeichnungen mit dem großen Refraktor der Treptow-Sternwarte.

Sitzung vom 18. September 1907, Nachm. 3 Uhr.

Es trugen u. a. vor:

Hr. **Wilhelm Krebs** (Großflottbeck): 1. Analytischer Vergleich verwandter Beobachtungsreihen mit besonderer Berücksichtigung der barometrischen Ausgleichsbewegungen.

2. Das meteorologische Jahr 1906/07 in Mitteleuropa mit besonderer Berücksichtigung der Hochwasser- und Sturmkatastrophen.

Hr. **C. Kassner** (Berlin): Meteorologische Globen.

Abteilung 8: Mineralogie, Geologie und Paläontologie.

Sitzung vom 16. September 1907, Nachm. 3 Uhr.

Es trugen vor:

Hr. **Ernst Sommerfeldt** (Tübingen): Über flüssige und scheinbar lebende Kristalle mit kinematographischen Projektionen.

Hr. **F. J. Becke** (Wien): Über Kristalltracht.

Hr. **F. Berwerth** (Wien): Gestalt und Oberfläche der Meteoriten.

Sitzung vom 17. September 1907, Vorm. $9\frac{1}{2}$ Uhr.

Es trugen vor:

Hr. **E. Kalkowsky** (Dresden): Mineralien auf LUMIÈRE-Platten.

Hr. **H. Rebenstorff** (Dresden): Verdrängungsapparat und Senkwage mit Zentigrammspindel für Dichtebestimmungen.

Hr. **J. Koenigsberger** (Freiburg i. B.): Apparat zur Erkennung und Messung optischer Anisotropie undurchsichtiger Substanzen.

Hr. **Foehr** (Cöthen): Die Ursachen der Eiszeiten.

Abteilung 9: Botanik.

Sitzung vom 17. September 1907, Nachm. 3 Uhr.

Es trug u. a. vor:

Hr. **Hans Molisch**: Über BROWNsche Molekularbewegung.

Abteilung 12: Mathematischer und naturwissenschaftlicher Unterricht.

Sitzung vom 17. September 1907.

Es trugen u. a. vor:

Hr. **H. Rebenstorff** (Dresden): Über Gase und Dämpfe.

Hr. **R. Dannneberg** (Dresden): Verwendung des Zinksulfidschirmes als Lehrmittel zu Schulversuchen über Wärmestrahlen und als Röntgenschirm.

Sitzung vom 19. September 1907.

Es trug u. a. vor:

Hr. **W. Scheffer** (Berlin): Über den photographischen Unterricht an den Universitäten.

Als Ort der nächsten Versammlung wurde Cöln gewählt.

Anodenstrahlen;

von E. Gehrcke und O. Reichenheim.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

Vierte Mitteilung.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 16. September 1907.)

(Vgl. oben S. 365.)

---

§ 21[1]). Es konnte bisher zweifelhaft sein, ob die Anodenstrahlen selbst aus leuchtenden Teilchen bestehen oder ob sie an sich nicht leuchten, vielmehr durch Zusammenstoß mit den in der Röhre enthaltenen Salzteilchen Licht erregen. Wenn die erste dieser beiden Möglichkeiten die zutreffende ist, so sollten die Anodenstrahlen in der gleichen Weise eine Verschiebung ihrer Spektrallinien aufweisen, wie dies bei den Kanalstrahlen der Fall ist[2]).

In der Tat beobachteten wir sowohl an Lithium- wie an Natriumstrahlen (vgl. § 10) diesen Dopplereffekt mit Hilfe eines Vier-Prismenapparates; der Strahl bewegte sich hierbei auf den Spalt des Apparates zu. Die Art der Erscheinung stimmt völlig überein mit der von Stark bei den Kanalstrahlen entdeckten: man beobachtet eine „ruhende Intensität" von großer Schärfe, dann folgt (nach der Seite der kürzeren Wellenlängen) ein breiterer leerer Zwischenraum, und hieran schließt sich die „bewegte Intensität" an, welche aus einer stark verbreiterten, am äußeren Rande scharfen, am inneren Rande verwaschenen Helligkeitsverteilung besteht. In ein und derselben Röhre, welche nebeneinander Natrium- und Lithiumanoden enthielt, zeigten die Lithiumlinien eine stärkere Verschiebung als die Natriumlinien.

Es gewährt einen eigenartigen Anblick, neben den allbekannten *D*-Linien ein System aus zwei verschobenen *D*-Linien

---

[1]) Die Nummern der Paragraphen schließen sich unseren früheren Mitteilungen über Anodenstrahlen an; vgl. Verh. D. Phys. Ges. **8**, 559—566, 1906; **9**, 76—83, 200—204, 1907.

[2]) J. Stark, Phys. ZS. **6**, 892—897, 1905.

zu sehen. Die Verschiebung ist für beide D-Linien die gleiche. Gemessen haben wir die Verschiebung bisher nur an der Linie D_2 des Natriums, da auf der Photographie der Erscheinung (erhalten mit $^3/_4$ stündiger Exposition auf Viridinplatte) nur diese Linie lichtstark genug herausgekommen war, um eine einigermaßen genaue Messung zu erlauben.

Es fand sich für den äußeren Rand der verschobenen Linie die Größe der Verschiebung $\frac{\delta\lambda}{\lambda} = 0{,}455 . 10^{-3}$, für die Mitte der verschobenen Linie etwa $\frac{\delta\lambda}{\lambda} = 0{,}33 . 10^{-3}$. Hieraus berechnen sich die Geschwindigkeiten:

$v = 1{,}4 . 10^7$ cm/sec für die schnellsten Strahlen und
$v = 1 . 10^7$ cm/sec für die Strahlen von mittlerer Geschwindigkeit.

Gleichzeitig wurde der Anodenfall gegen eine aus einem Kupferdraht bestehende, in etwa 2 cm Entfernung von der Anode angebrachte Sonde bestimmt. Derselbe schwankte zwischen 2100 und 2300 Volt. Wenn wir annehmen, daß die Anodenstrahlen, gerade wie man dies für die Kathodenstrahlen voraussetzt, ihre Geschwindigkeit dem Potentialfall an der Elektrode verdanken, so ergibt sich aus obigen Zahlen für die schnellsten Strahlen das Verhältnis $\frac{\varepsilon}{\mu}$. Man findet (für einen mittleren Wert des Anodenfalles von 2200 Volt):

$$\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)_{\mathrm{Na}} = 0{,}45 . 10^3 \text{ abs.}$$

Da, wie bekannt, für Wasserstoff

$$\left(\frac{\varepsilon}{\mu}\right)_{\mathrm{H}} = 9{,}5 . 10^3,$$

so folgt:

$$\frac{\mu_{\mathrm{Na}}}{\mu_{\mathrm{H}}} = 21,$$

mithin nahezu das Atomgewicht des Natriums.

§ 22. Die früher gefundene (vgl. § 18) magnetische Ablenkung der Anodenstrahlen haben wir des näheren quantitativ untersucht. Wir bedienten uns dazu einer Anordnung, welche der in § 18 durch Fig. 3 dargestellten nachgebildet war, doch mit dem Unterschiede, daß die Kathode eine geeignetere Lage besaß,

so daß die Polschuhe N und S näher an die Bahn der Strahlen herangerückt werden konnten. Der benutzte Magnet war die große Type des Du Boisschen, von Hartmann u. Braun fabrizierten Elektromagneten; die Polschuhe hatten eine Distanz von 9 cm, so daß der etwa 4 cm lange Anodenstrahl auf seinem ganzen Wege in konstantem Felde verlief; die Glaskugel der Röhre hatte einen Durchmesser von etwa 8,8 cm. Als Diaphragma diente ein dünnes Kupferblech, das einen Schlitz von 0,5 × 6 mm trug und ungefähr in der Mitte des gesamten Weges stand, welchen die Strahlen zurücklegten. Der Anodenfall konnte mit Hilfe einer Sonde bestimmt werden.

Das Ergebnis dieser Messungen an einer Reihe von Anoden, welche aus Gemischen von Kohlepulver mit bzw. Natriumjodid, Lithiumjodid, Strontiumjodid (gemischt mit Strontiumbromid) bestanden, ist in folgenden Tabellen zusammengestellt. Hier bedeuten:

V den Anodenfall,

H die magnetische Feldstärke,

$2x$ die doppelte magnetische Ablenkung der Strahlen,

a bzw. b die Entfernungen des Diaphragmas bzw. des Endpunktes der Bahn der Strahlen von der Anodenoberfläche.

Die der Rechnung zugrunde liegenden Formeln sind die bekannten:

$$v = \frac{2V}{rH}, \quad \frac{\varepsilon}{\mu} = \frac{2V}{r^2 H^2};$$

hier ist r (der Krümmungsradius der Bahn) gleich $\frac{b(b-a)}{2x}$.

I. Natrium.

V (Volt)	H (Gauss)	$2x$ (mm)	a (cm)	b (cm)	v (cm/sec)	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ (abs.)	$\frac{\mu_{Na}}{\mu_H}$
3800	910	1,7	2,1	4,0	$1,87 \cdot 10^7$	$0,46 \cdot 10^3$	21
3800	910	1,6	2,1	4,0	$1,76 \cdot 10^7$	$0,41 \cdot 10^3$	23

Beide Messungen ergaben sonach wieder, im Einklang mit dem aus dem Dopplereffekt erhaltenen Ergebnis (siehe § 21) für die Masse des Teilchens innerhalb der Beobachtungsfehler das Atomgewicht des Natriums. Die Zahlen für die Geschwindigkeit v

sind hier etwas größer, entsprechend dem größeren Potential. Zu bemerken ist noch, daß die Ablenkungen $2x$ sich auf die am wenigsten ablenkbaren Strahlen beziehen; die Ablenkungen der in dem beobachteten (vgl. § 18) magnetischen Spektrum enthaltenen Strahlen haben wir nicht angegeben, da sie vermutlich von Strahlen herrühren, die eine kleinere Geschwindigkeit besitzen, als dem Anodenfall entspricht. Dieses Vorhandensein von langsameren Strahlen geht auch aus § 21 hervor.

II A. Lithium. Hauptintensität.

V (Volt)	H (Gauss)	$2x$ (mm)	a (cm)	b (cm)	v (cm/sec)	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ (abs.)	$\frac{\mu_{Li}}{\mu_H}$
2600	900	3,8	1,55	3,9	$2{,}40 \cdot 10^7$	$1{,}11 \cdot 10^3$	8,6
3200	900	3,5	1,55	3,9	$2{,}71 \cdot 10^7$	$1{,}15 \cdot 10^3$	8,3

II B. Lithium. Steifste Strahlen.

V (Volt)	H (Gauss)	$2x$ (mm)	a (cm)	b (cm)	v (cm/sec)	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ (abs.)	$\frac{\mu_{Li}}{\mu_H}$
2600	900	3,0	1,55	3,9	$1{,}89 \cdot 10^7$	$0{,}69 \cdot 10^3$	14
3000	910	3,0	1,75	3,95	$2{,}27 \cdot 10^7$	$0{,}86 \cdot 10^3$	11
3500	910	2,0	2,3	3,9	$2{,}46 \cdot 10^7$	$0{,}87 \cdot 10^3$	11

Beim Lithium erhielt man sonach, im Gegensatz zum Natrium, für die steifsten Strahlen nicht das Atomgewicht des Lithiums, sondern einen größeren Wert. Nur für die Hauptintensität kommt man dem Atomgewicht nahe. Man kann dieses Ergebnis auf verschiedene Weisen erklären. Zum Beispiel kann man nach dem Vorgange von STARK[1]) annehmen, daß die Lithiumanodenstrahlen aus Li-Atomen bestehen, deren Ladungen zum Teil während der Zeit, wo sie ihre Bahn vollenden, neutralisiert wurden, so daß sie nicht auf dem ganzen Wege eine Ablenkung durch das magnetische Feld erfahren. Unter dieser Annahme wären dann also die in Tabelle II B berechneten Werte von v zu klein und von $\frac{\mu_{Li}}{\mu_H}$ zu groß. Ferner wird man schließen, daß die Hauptmenge der Strahlen,

[1]) J. STARK, Phys. ZS. 4, 583—586, 1903.

wie aus Tabelle II A hervorgeht, von solchen Lithiumteilchen gebildet wird, die fast den ganzen Weg als geladenes Atom vollenden. An die letzteren schließt sich dann wieder ein Spektrum von stärker ablenkbaren Strahlen an, ganz wie im Falle des Natriums. Daß wir beim Natrium keine Strahlen von geringerer Ablenkung gefunden haben, liegt vielleicht daran, daß die Natriumstrahlen weniger lichtstark waren als die Lithiumstrahlen.

III. Strontium.

V (Volt)	H (Gauss)	$2x$ (mm)	a (cm)	b (cm)	v (cm/sec)	$\frac{\varepsilon}{\mu}$ (abs.)	$\frac{\mu_{Sr}}{\mu_H}$
2800	910	1,4	2,0	4,0	$1{,}08 \cdot 10^7$	$0{,}21 \cdot 10^3$	90

Bei der Berechnung von $\frac{\mu_{Sr}}{\mu_H}$ wurde angenommen, daß die Ladung ε des Strontiumteilchens doppelt so groß ist als diejenige des Natrium- und Lithiumteilchens. Diese Annahme entspricht der Zweiwertigkeit des Strontiums und führt, wie aus obiger Messung ersichtlich ist, fast genau auf das Atomgewicht des Strontiums. — Wie hier noch bemerkt werden mag, ist die Farbe der Strontiumanodenstrahlen indigoblau; im Spektrum beobachtet man intensiv die blaue Strontiumlinie.

§ 23. Aus den in § 21 und § 22 mitgeteilten Beobachtungen möchten wir schließen, daß die von Natrium, Lithium und Strontium unter den angewendeten Versuchsbedingungen erzeugten Anodenstrahlen aus geschleuderten Metallionen bestehen und daß die Energie der Strahlen der Hauptsache nach von dem elektrischen Kraftfelde herrührt, welches sie durchlaufen, in diesem Falle also vom Anodenfall. Ferner wird man annehmen dürfen, daß ein großer Teil der Strahlen von der Anode selbst seinen Ausgang nimmt und daß für diesen die gleichen Gesetze gelten, welche auch das Verhalten der Kathodenstrahlen bestimmen. Die Parallele zwischen den Strahlen von der Kathode und der Anode ist mithin eine sehr weitgehende.

Es wäre natürlich sehr erwünscht, wenn genauere Messungen als die oben beschriebenen an den Anodenstrahlen angestellt

würden. Besonders $\frac{\varepsilon}{\mu}$-Bestimmungen nach der klassischen Methode von KAUFMANN scheinen geeignet, bessere Zahlen als die von uns erhaltenen zu finden. Unsere bisherigen Versuche in dieser Richtung waren indessen nicht sehr befriedigend, da sich unerwartete experimentelle Schwierigkeiten ergaben.

Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichsanstalt, September 1907.

Die Strahlen der positiven Elektrizität;
von E. Gehrcke und O. Reichenheim.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 16. September 1907.)

(Vgl. oben S. 365.)

In folgendem wollen wir versuchen, einen Überblick über die verschiedenen Arten positiver Strahlen zu gewinnen, indem wir sie im Zusammenhang betrachten und miteinander vergleichen.

Die ersten Strahlen positiver Elektrizität entdeckte GOLDSTEIN[1]) im Jahre 1886. GOLDSTEIN fand, daß von geeignet beschaffenen Kathoden in GEISSLERschen Röhren eine eigentümliche Strahlung ausgeht, die er mit dem Namen Kanalstrahlen bezeichnete, da die Erscheinung besonders stark an durchlochten, mit Kanälen versehenen Kathoden auftrat. Obgleich der Entdecker der Strahlen diese anfangs für ein Phänomen im Äther, analog etwa den Lichtwellen hielt und aus seinen ersten Beobachtungen den Schluß zog, „daß sie nicht von abgeschleuderten, ponderablen Teilchen gebildet werden", so hat doch gerade diese anfangs bestrittene Auffassung von dem Wesen der Erscheinung heute allgemeine Anerkennung gefunden. Man könnte für die Kanalstrahlen geradezu die Bezeichnung „strahlende Materie" gebrauchen — ein Ausdruck, den CROOKES für die Kathodenstrahlen erfand, der aber nach unseren heutigen Anschauungen nicht mehr recht hierfür paßt.

Die heutige, sehr bestimmte Auffassung von der Natur der Kanalstrahlen als geschleuderter, positiver Ionen war erst möglich auf Grund der Arbeiten W. WIENS[2]), der unter anderem die elektrische und magnetische Ablenkbarkeit der Strahlen entdeckte und quantitative Versuche anstellte. Nachdem man neuerdings auch noch den STARK-Effekt[3]) der Kanalstrahlen kennt, der sich in überraschend einfacher Weise durch das DOPPLERsche Prinzip

---

[1]) E. GOLDSTEIN, Berl. Sitzungsber. 1886, S. 691—699. Wied. Ann. **64**, 38—48, 1898.

[2]) W. WIEN, Wied. Ann. **65**, 445—449, 1898.

[3]) J. STARK, Phys. ZS. **6**, 892—897, 1905.

deuten läßt und eine ausgezeichnete Bestätigung der Korpuskeltheorie bildet, hat die letztere so viel an Boden gewonnen, daß man geneigt sein kann, in ihr mehr als eine bloße Arbeitshypothese zu erblicken.

Nach der Entdeckung der Kanalstrahlen und nachdem die Existenz positiver Ionen in GEISSLERschen Röhren festgestellt war, lag die Vermutung nahe, daß zwischen der Kathode und der Anode eines GEISSLERschen Rohres eine Parallelität bestehe, insofern, als in ähnlicher Weise wie von der Kathode unter geeigneten Versuchsbedingungen eine Strahlung negativer Elektrizität ausgeht, auch die Anode bei passender Wahl der Begleitumstände zur Quelle einer Strahlung, und zwar von positiven Strahlen, werden sollte. Man hat vielfach geglaubt, in den Kanalstrahlen solche an der Anode entstehenden Strahlen vor sich zu haben; aber mit Unrecht, denn die Anode ist auf die Kanalstrahlen einflußlos. Des experimentellen Hinweises darauf, daß sich Anodenstrahlen erzeugen lassen, hat es nicht ermangelt; wir erinnern nur an die Arbeiten [1]) von W. HITTORF, E. WARBURG, W. WIEN, BEATTIE und RICHARDSON. Trotzdem ist es erst neuerdings gelungen, die Versuchsbedingungen festzustellen, unter denen intensive Anodenstrahlen entstehen.

Wie aus unseren bisherigen Untersuchungen hervorgeht, stellen die Anodenstrahlen in der Tat positiv geladene Korpuskeln dar. Die quantitativen Versuche haben ergeben, daß sie geschleuderte Ionen von der Größe des Atoms sind. Kanalstrahlen und Anodenstrahlen sind also offenbar in ihrem Wesen identische Erscheinungen. Es erscheint von vornherein nicht ausgeschlossen, daß jedes elektropositive Element befähigt ist, als Anodenstrahl- oder Kanalstrahlerzeuger zu dienen. Auch von Stoffen stark elektronegativen Charakters haben wir Anodenstrahlen erhalten; Näheres über diese wissen wir freilich noch nicht.

Man nimmt gewöhnlich an, die Kanalstrahlen entstünden dadurch, daß vor der Kathode vorhandene, positive Ionen durch

---

[1]) W. HITTORF, Pogg. Ann. **136**, 210, 1869; E. WARBURG, Wied. Ann. **40**, 5, 1890; W. WIEN, Wied. Ann. **65**, 449, 1898; BEATTIE, Phil. Mag. (5) **48**, 97, 1899; RICHARDSON, Phys. ZS. **5**, 6, 1904; **6**, 914, 1905. Betreffs weiterer Literatur vgl. unsere Mitteilungen über Anodenstrahlen, Verh. D. Phys. Ges. **8**, 559—566, 1906; **9**, 76—83, 200—204, 374—379, 1907.

*

das im dunkeln Raum herrschende Kraftfeld nach der Kathode hingetrieben werden und dann durch die Öffnungen derselben austreten. Diese Auffassung könnte man auch so ausdrücken, daß eine vor der Kathode gelagerte, positiv geladene Gaswolke als Anode wirkt und nun Anodenstrahlen aussendet, die dann, durch die Löcher der Kathode fliegend, als Kanalstrahlen zur Beobachtung gelangen. Hiernach wären die Kanalstrahlen nichts weiter als ein Spezialfall der Anodenstrahlen. Indessen muß bemerkt werden, daß die Entstehungsweise der Kanalstrahlen bisher noch keineswegs ganz sicher ist und daß hier möglicherweise noch andere unbekannte Vorgänge mitspielen (vgl. auch unten K_1-Strahlen). So meint GOLDSTEIN [1]), daß es nicht richtig wäre, die Löcher der Kathode lediglich als Durchgangskanäle für die Strahlen aufzufassen; der Entstehungsort der Kanalstrahlen liege vielmehr an den Oberflächen der Kathode und an den Wänden der Kanäle, und die Strahlen würden tangential von ihnen ausgesandt. Die von GOLDSTEIN angestellten Versuche sprechen in der Tat für diese Auffassung. Andererseits aber sind wieder die Messungen des Potentials und der magnetischen und elektrischen Ablenkung in ihrer Übereinstimmung mit den aus dem STARK-Effekt gezogenen Folgerungen zugunsten der zuerst angeführten Ansicht geltend zu machen.

Die Entstehung der Anodenstrahlen an einer Salzelektrode erscheint sehr plausibel. Das Salz erzeugt positive Ionen, und diese werden durch den Anodenfall beschleunigt. Die besondere Rolle, welche bei diesem Vorgang die anderen Bestandteile der Anode, wie Kohle, Jod usw., bilden, ist noch nicht aufgeklärt.

Die einheitliche Auffassung von der Natur der Kanal- und Anodenstrahlen läßt sich auch auf die sogenannten α-Strahlen ausdehnen, die von manchen radioaktiven Körpern ausgehen. RUTHERFORD [2]), der die magnetische und elektrische Ablenkbarkeit der α-Strahlen festgestellt hatte, fand auch hier positive Ionen von der Größenordnung des Atoms. Während aber die Kanalstrahlen und Anodenstrahlen die verschiedensten Werte der sogenannten spezifischen Ladung $\frac{\varepsilon}{\mu}$ ergeben, entsprechend den von

[1]) E. GOLDSTEIN, Verh. D. Phys. Ges. 4, 228—244, 1902.
[2]) E. RUTHERFORD, Phys. ZS. 4, 235—240, 1902.

verschiedenen Elementen erzeugten Ionen, erweisen sich alle von den radioaktiven Stoffen ausgesandten α-Strahlen nach den neueren Untersuchungen RUTHERFORDS[1]) (innerhalb der Beobachtungsfehler) als identisch, und zwar findet sich ein Wert, der halb so groß ist als der für Wasserstoffkanalstrahlen gemessene. Da man nun weiß, daß sich aus den Zerfallprodukten der radioaktiven Elemente Helium bildet, so nimmt man an, daß die α-Strahlenteilchen aus Helium bestünden. Wenn man mit RUTHERFORD voraussetzt, daß die elektrische Ladung des Heliumions dieselbe ist wie die des Wasserstoffions, so wird man zu der Folgerung gedrängt, daß die α-Strahlenteilchen aus halben Heliumatomen bestehen. Man kann indes mit demselben Recht auch annehmen, das Helium besitze eine doppelt so große Ladung als der Wasserstoff; man vermeidet dann die Annahme eines halben Atoms, und die α-Strahlen wären also hiernach mit einer zweifachen Elementarladung ausgestattete Heliumatome. Diese letztere Deutung hat unseres Erachtens auch insofern etwas für sich, als im periodischen System der Elemente die Reihe der Edelgase neben der Reihe der Alkalimetalle steht; man wird aber nicht annehmen wollen, daß die Edelgase einwertig sind, weil dann neben den einwertigen Alkalimetallen wieder eine Reihe einwertiger Stoffe stehen würde, und dies widerspricht der sonst gut innegehaltenen Periodizität.

Zu den Strahlen positiver Elektrizität treten noch einige andere, die vielleicht mit den oben genannten wesensgleich sind, über die man indessen bisher noch nicht viel weiß. Zunächst sind hier die von GOLDSTEIN[2]) entdeckten und als K_1-Strahlen bezeichneten Strahlen zu nennen. Die K_1-Strahlen treten in GEISSLERschen Röhren an der Kathode auf und bilden ein mit den Kathodenstrahlen koinzidierendes, fahles Lichtbündel, dessen Existenz man bemerkt, wenn man mit einem angenäherten Magneten die Kathodenstrahlen etwas zur Seite biegt. Die durch schwache magnetische Kräfte nicht beeinflußbaren K_1-Strahlen sind aller Wahrscheinlichkeit nach mit den Kanalstrahlen identisch. Hierfür

---

[1]) E. RUTHERFORD, Phil. Mag. (6) 12, 348—371, 1906; RUTHERFORD und HAHN, ebenda, 371—378.

[2]) E. GOLDSTEIN, Berl. Ber. 39, 698, 1886. Verh. D. Phys. Ges. 3, 207, 1901; 4, 229, 1902.

sprechen auch die Untersuchungen von VILLARD[1]). Merkwürdig sind sie dadurch, daß sie sich dem elektrischen Kraftfeld entgegen bewegen. Während sonst, bei den Kathoden-, Anoden- und Kanalstrahlen, die geladenen Korpuskeln sich im Sinne der elektrischen Kraft bewegen, welche auf sie wirkt und welcher sie den überwiegenden Teil der ihnen innewohnenden Energie verdanken, verhalten sich die K_1-Strahlen gerade umgekehrt. Man kann nicht annehmen, daß Besonderheiten der Potentialverteilung an der Kathode hier nur eine dem Kraftfeld entgegengerichtete Bewegung vortäuschten, da die Bahn mit derjenigen der Kathodenstrahlen zusammenfällt. Gegen dieses Faktum spricht auch die Annahme, daß die K_1-Strahlen an der Kathodenfläche reflektierte Kanalstrahlen wären. Besonders treten die K_1-Strahlen auch hervor, wenn man eine nach unseren Angaben hergestellte Salzelektrode als Kathode benutzt; so geben z. B. Lithiumsalzkathoden rötlich gefärbte K_1-Strahlen, die beim Auftreffen rotes Fluoreszenzlicht erzeugen. Vielleicht ist anzunehmen, daß man es hier mit Strahlen zu tun hat, die im Moment ihrer Entstehung als negativ geladenes Masseteilchen abgestoßen werden, aber sehr bald, nachdem sie kaum das elektrische Kraftfeld durchlaufen haben, zwei oder mehr negative Elektronen verlieren, so daß ein positiver Strahl übrig bleibt[2]). Es ist aber auch denkbar, daß von vornherein die K_1-Strahlen ihre Energie nicht dem elektrischen Kraftfelde, sondern vielmehr einem intraatomistischen Vorgang verdanken, den man mit einem radioaktiven Prozeß vergleichen kann und der vielleicht mit der Zerstäubung an der Kathode im Zusammenhang steht. Eine Aufklärung hierüber ist erst auf Grund genauer Messungen zu erwarten.

Ferner sind hier noch einige, den Kanalstrahlen vermutlich ebenfalls nahe verwandte Strahlen zu nennen, die GOLDSTEIN[3]) als S_1-Strahlen, als Nebelstrahlen und als diffuse Strahlen bezeichnet. Auch die von Kanalstrahlen erzeugten positiven Sekundärstrahlen[4]) gehören wohl hierher. Indes ist über alle diese bisher

[1]) P. VILLARD, C. R. 143, 674—676, 1906.

[2]) Vgl. E. GEHRCKE, Phys. ZS. 7, 181—182, 1906. Auf die Existenz derartiger negativer Massestrahlen deutet auch eine Beobachtung von W. WIEN, Ann. d. Phys. (4) 8, 262, Anm., 1902.

[3]) Verhandl. der D. Phys. Ges. 4, 228—244, 1902.

[4]) J. J. THOMSON, Phil. Mag. (6) 14, 359—364, 1907.

nur wenig bekannt, und man ist nicht einmal in allen Fällen sicher, ob sie überhaupt als positive Strahlen anzusprechen sind.

Charakteristisch für die oben genannten Strahlen der positiven Elektrizität ist der Umstand, daß sie — im Gegensatz zu den Strahlen der negativen Elektrizität — aus Teilchen ponderabler Masse zu bestehen scheinen. Man glaubte deshalb bis vor kurzem, daß es nur negative Elektronen gäbe, und daß die positive Elektrizität stets an die Materie gebunden sei. Nun hat neuerdings J. E. LILIENFELD [1]) Versuche beschrieben, aus denen er die Existenz positiver Elektronen folgert. Die LILIENFELDschen Resultate stehen so vereinzelt da und lassen sich so wenig mit den sonst bekannten Eigenschaften positiver Strahlen in Zusammenhang bringen, daß hier nicht näher darauf eingegangen werden möge. Man soll meinen, daß, wenn überhaupt positive Elektronen oder positiv geladene Zertrümmerungsprodukte von Atomen in der Natur existenzfähig sind, auch Anoden herstellbar sind, die statt vollständiger Ionen Stücke von solchen oder positive Elektronen aussenden. Wir haben bisher indessen nichts beobachtet, was mit Sicherheit hierauf schließen ließe.

[1]) J. E. LILIENFELD, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 631—635, 1906; 9, 125—135, 1907.

Über die Elektrizitätsleitung in festen Körpern und die Elektronentheorie derselben;

von Joh. Koenigsberger.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 16. September 1907.)

(Vgl. oben S. 365.)

Eine Anzahl fester chemischer Verbindungen leitet den elektrischen Strom, ohne daß hierbei eine elektromotorische Gegenkraft, die größer als $^1/_{10000}$ Volt wäre, auftritt und ohne daß irgendwelche Produkte der Elektrolyse [in 3,5 Amperestunden bei Bleiglanz (MÖNCH), in 2 Amperestunden bei Zinnstein (REICHENHEIM) noch nicht 1 mg] nachzuweisen wären. Die Leitung ist also nicht das, was seit FARADAY als elektrolytische Leitung bezeichnet wird. Diese Tatsache war auch schon FARADAY [1]) bekannt und die Untersuchungen von HITTORF bestätigten, daß mit zwei Ausnahmen (Cu_2S und Ag_2S) alle undurchsichtigen Oxyde und Sulfide metallisch leiten. Gleichwohl wurde später wegen des negativen Temperaturkoeffizienten des Widerstandes vielfach angenommen, daß diese Substanzen sog. feste Elektrolyte seien. Die Beobachtung von GUINCHANT, STREINTZ, VAN AUBEL u. a. bewiesen aufs neue den metallischen Charakter der Leitung dieser Substanzen und zeigten, daß einige dieser Verbindungen einen positiven Temperaturkoeffizienten von der Größe der Metalle besitzen (vgl. die interessanten Sätze von STREINTZ). Daß Silberglanz auch keine Ausnahme bildet, konnte O. WEIGEL nachweisen. Für Kupfersulfür hat er es nach Ansicht des Vortragenden ebenfalls sehr wahrscheinlich gemacht, wenn auch noch einzelne Punkte der Aufklärung bedürfen, wie BÄDECKER hervorhebt. Er konnte ferner die Ursache für die von BRAUN u. a. studierten eigenartigen Erscheinungen: unipolare Leitung, Abhängigkeit des Widerstandes von der Stromstärke und für die manchmal auf-

---

[1]) Bezüglich der Literatur vgl. Jahrb. d. Radioaktiv. u. Elektronik 4, 158, 1907.

tretende Elektrolyse auffinden; es ist der chemisch direkt nachweisbare Wassergehalt (und nach Beobachtung des Vortragenden auch wasser- oder hydroxylhaltiger Verbindungen) in manchen porös konstruierten Kristallindividuen. Verfolgt man an geeignetem Material (brauchbar sind nur gute, natürliche Kristalle oder aus Schmelzfluß erstarrte Stücke, dagegen nicht Pulver wegen ihrer Kohärerwirkungen und des Zusammensinterns) die Abhängigkeit des Widerstandes mit der Temperatur, so kann man, wie O. Reichenheim und der Vortragende zeigten[1]), diese durch eine Formel darstellen. Diese lautet:

$$w = w_0 (1 + \alpha t \pm \beta t^2) e^{-q \frac{t}{(t + 273)\, 273}};$$

hierin sind α und β von derselben Größe wie bei Metallen, also α etwa $^1/_{273}$, β liegt zwischen $+$ und $-0{,}000009$, q ist eine positive Größe, w_0 ist der Widerstand bei 0°; die Formel hat also eigentlich nur eine ganz willkürliche Konstante, nämlich q. Gleichwohl lassen sich die Messungen, die ohne Kenntnis der Formel vorgenommen wurden, innerhalb der Fehlergrenzen darstellen. Als Beispiele sind loc. cit. Eisenglanz (zwei Arten), Markasit, Pyrit, Bleiglanz gegeben. Der manchmal etwas große Unterschied zwischen Beobachtung und Rechnung ist auf die systematischen Fehler, auf schlechten Kontakt und Ungenauigkeiten in der Messung kleiner Widerstände usw. zurückzuführen K. Schilling und der Vortragende haben jetzt Versuche unternommen, um an einigen Substanzen mit möglichster Genauigkeit die Formel zu prüfen; die theoretische Ableitung läßt als möglich erscheinen, daß q nicht streng konstant ist. Vom Standpunkt der Elektronentheorie läßt sich, wie loc. cit. dargelegt, die Formel aus der Abdissoziation der Elektronen vom Atom des Metalloxyds, Sulfids oder Metalls erklären. Der Vortragende nimmt in Übereinstimmung mit J. Stark an, daß ein solches Atom aus der Kombination positivem Metallion bzw. Metalloxydion und negativem Elektron besteht, welch letzteres frei und frei beweglich sein kann, während das erstere im festen Zustande dem Raumgitter angehört. Mit der Temperatur verschiebt sich das Gleichgewicht nach der aus dem zweiten Hauptsatz folgenden Formel

[1]) Phys. ZS. 7, 570, 1906 u. Jahrb. f. Radioakt. l. c.

$\frac{\partial k}{\partial T} = \frac{q'}{2\,T^2}$, und hieraus folgt unter der Annahme monomolekularer Reaktion jedenfalls für die Konzentration der Elektronen oder für deren Zahl N im Cubikcentimeter: $N = N_0 e^{-\frac{q}{T}}$. Gleichgültig, welche Elektronentheorie wir zugrunde legen, ist die Leitfähigkeit σ proportional N, also $\sigma = A N_0 e^{-\frac{q}{T}}$. A ist eine Funktion der Temperatur, wir setzen sie: $A_0 (1 - \alpha t \pm \beta t^2)$ [1]), woraus für w die oben gegebene Formel folgt. Gibt es mehrere freie Elektronenarten, so

$$w = w_0 (1 + \alpha t \pm \beta t^2) \sum_{m=1}^{m=n} e^{-q_m \frac{t}{(t+273)\,273}}.$$

Diese Formel würde natürlich stets viel besser stimmen als die mit einer willkürlichen Konstanten. Doch die in folgendem zu besprechende Tatsache, daß die elektropositiven Elemente Leiter, die elektronegativen Isolatoren sind, läßt sich einwandfrei nur durch die Existenz freier negativer Elektronen erklären. Die Formel ergibt für niedere Temperaturen im sog. „Dissoziationsfeld" einen großen negativen Temperaturkoeffizienten, der kleiner wird und bei einer bestimmten (aus q zu berechnenden) Temperatur gleich 0 wird. Dieser Punkt sei „Umkehrpunkt" genannt. Oberhalb wird der Koeffizient positiv und hat dieselbe Größe wie für Metalle bei gewöhnlicher Temperatur: das „Metallfeld". Für reinen Pyrit, Magnetit, Magnetkies liegen beide Felder innerhalb erreichbarer Temperaturen. Sehr nahe liegt die Frage, ob die oben entwickelte Anschauung nur für einige Oxyde und Sulfide gültig ist. Der Vortragende hält für wahrscheinlich, daß die obige Formel das allgemeine Widerstandsgesetz aller festen Körper ist, die nicht Salzcharakter besitzen.

Lord Kelvin hat die Ansicht geäußert, daß der Widerstand der Metalle beim absoluten Nullpunkt unendlich wird. Die Messungen von Dewar und Fleming galten als Hauptstütze der entgegengesetzten Ansicht, wonach der Widerstand gleich 0 wird, bis Dewar selbst zeigte, daß die Temperatur des siedenden Wasserstoffs unter dieser Annahme mit dem Platin-

---

[1]) Dies entspricht der Annahme, wie l. c. S. 182 dargelegt, daß die Weglänge der Elektronen mit steigender Temperatur etwas abnimmt.

widerstandsthermometer gemessen um 14° zu hoch gefunden wird. Seitdem haben die Messungen von MEILINK, KAMERLINGH ONNES und CLAY gezeigt, daß für Platin der Umkehrpunkt bei etwa —258° und für Gold bei —265° liegen muß. Für andere Metalle fehlen noch die Messungen. Bei Antimon dürfte dieser Punkt erheblich höher und daher besser erreichbar liegen. Die hier dargelegte Formel ergibt danach, daß bei den meisten Metallen oberhalb von —200° fast alle freien Elektronen schon abdissoziiert sind, ihre Zahl daher praktisch konstant bleibt. Die Theorien von J. J. THOMSON, DRUDE und LORENTZ würden dann allerdings Abhängigkeit des Widerstandes Prop. $\sqrt{T}$ ergeben. Die tatsächlich vorhandene angenäherte Proportionalität mit T müßte anders erklärt werden. Vielleicht ist Bindung von Elektronen mit steigender Temperatur die Ursache oder auch Abnahme der Weglänge mit steigender Temperatur[1]). Das oben Gesagte bezieht sich auf alle Elemente, die in einer Verbindung sich elektropositiv verhalten, d. h. in wässeriger Lösung eine oder mehrere negative Ladungen freigeben können, sich mit der elektrisch negativen Hydroxylgruppe vereinigen und Basen bilden. Dieselbe Formel gilt auch noch für den Widerstand der metallischen Modifikationen der Halbmetalle. Diese zeigen schon deutlich den Übergang zu den ausgesprochen elektronegativen Elementen, die keine negativen Elektronen freigeben und daher im festen Zustande Isolatoren sind. Untersucht sind Graphit und neuerdings, worüber später berichtet werden soll, Silicium, Titan, Zirkon. Bei allen läßt sich der Widerstand durch die obige Formel darstellen. Die Dissoziationswärme q scheint in dieser Reihe mit steigendem Atomgewicht abzunehmen. Ob dies eine allgemeine Regel ist, die in Zusammenhang mit der Radioaktivität der schwersten Elemente steht, müssen spätere Untersuchungen zeigen. Dieselbe Regel gilt auch noch für die elektronegativen Schwefel, Selen, Tellur, vermutlich auch für Chlor, Brom, Jod. Der Umkehrpunkt liegt für Graphit oberhalb 800°. R. v. HASSLINGER hat ihn für Glühlampenfäden bei „starker Weißglut" gefunden. Daß einigermaßen reine durchsichtige Oxyde ebenfalls nur metallisch leiten, haben F. HORTON auf Veranlassung von J. J. THOMSON

[1]) Vgl. l. c., S. 182.

an Quarz, Calciumoxyd usw., und GODWIN und MAILEY besonders sorgfältig an Magnesia festgestellt[1]). Bei niedrigen Temperaturen lagert sich über die äußerst geringe Elektronenleitung in Kristallen die weit stärkere elektrolytische eingeschlossener Salzlösungen, die von WARBURG und CURIE an Quarz studiert wurde, in Quarzglas die des Natriumsilikates[2]) und in anderen schlecht leitenden amorphen Oxyden die der beigemengten Salzspuren. Inwieweit bei Gemengen von Oxyden, die zum Teil wie MgO und Co_2O_3 mit Y_2O_3 und ZrO_2 als Salz verbunden sind, neben der Elektronenleitung noch elektrolytische Leitung in Betracht kommt (Messungen von NERNST, REYNOLDS, BOSE), soll hier nicht erörtert werden. Bei Gemengen von ZrO_2 mit TiO_2 oder SiO_2, die alle drei Säuren sind, könnte bei höheren Temperaturen nur Elektronenleitung stattfinden; bei niederen Temperaturen kann diese, wie oben auseinandergesetzt, durch die elektrolytische Leitung beigemengter Salzspuren verdeckt werden.

Unentschieden ist noch, welcher Art die Leitung bei reinen wasserfreien kristallisierten Salzen ist. Amorphe Salze leiten auch im scheinbar festen Zustande elektrolytisch, so alle Silikatgläser. Wie bei Gemengen von metallisch leitenden Substanzen, die keine Salze miteinander bilden, sich die Leitfähigkeit aus der der Bestandteile berechnen läßt, bedarf einer eingehenden theoretischen Untersuchung. Daß die Weglänge der Elektronen äußerst klein, zeigt uns das Verhalten einer 1 μ dicken Glimmerschicht zwischen Metallelektroden. Vermutlich wird sich daher der hohe Widerstand der Metallegierungen ohne Thermokräfte der Volumelemente erklären lassen. Flüssige Metalle verhalten sich wie feste. SKAUPY hat die Elektrizitätsleitung in verdünnten Amalgamen elektronentheoretisch aus OSTWALDS Verdünnungsgesetz erklären können.

Die obige Formel bietet auch deshalb Interesse, weil die in allen Elektronentheorien vorkommende und unbestimmt gelassene Abhängigkeit der Elektronenzahl von der Temperatur jetzt dadurch gegeben ist. Zunächst ist allerdings noch eine Größe in den Formeln der Elektronentheorie unbekannt, nämlich N_0 bzw. das

---

[1]) Vgl. l. c., S. 173 ff.
[2]) Vgl. l. c., S. 175 u. 192.

häufiger vorkommende $N_0' : N_0''$. Die nächstliegende Annahme, die z. B. DRUDE in seiner Dispersionstheorie macht, ist

$$\frac{N_0'}{N_0''} = \frac{A''.d'.v'}{A'.d''.v''},$$

worin A Atomgewicht, d Dichte, v Valenz bedeuten. Unter dieser Voraussetzung folgt aus den Formeln für die elektrische Leitfähigkeit, daß die Weglänge in Eisenglanz und Graphit etwa 0,001, in Pyrit, Markasit etwa 0,0004 von der des Kupfers wäre. Es scheint aber, wie a. a. O. dargelegt werden soll, daß für das Gesetz der Zusammenstöße nicht die einfachen Annahmen der kinetischen Gastheorie gültig sind. Man ersieht das schon aus der Tatsache, daß die Konstante des WIEDEMANN-FRANZschen Gesetzes weder genau mit dem Zahlenfaktor von DRUDE, noch mit dem strenger abgeleiteten von LORENTZ stimmt. K. SCHILLING und der Vortragende haben für eine Reihe von Beispielen Thermokraft und Peltierwärme unter obigen Annahmen nach LORENTZ und DRUDE berechnet. Eisenglanz-Kupfer: E beobachtet $+0{,}000314$; berechnet nach LORENTZ 0,000453 (nach DRUDE zweimal so groß), Platin-Kupfer: E beobachtet 0,000007, berechnet 0,000002. Die Übereinstimmung ist nur der Größenordnung nach da. Beachtenswert ist, daß Peltierwärme durch Thermokraft nach unseren Annahmen

$$= \frac{\frac{2}{3}\frac{\alpha}{e}\, i\left(T \log \frac{N_0'}{N_0''} + q'' - q'\right)}{-\frac{2}{3}\frac{\alpha}{e}\left([T'' - T'] \log \frac{N_0'}{N_0''} + q'' - q'\right) \log \frac{T'}{T''}}$$

wird, also für Metalle (Substanzen mit sehr kleinem q) $= \frac{-i.T}{T''-T'}$ ist, also unabhängig vom Material. Dies stimmt in der Tat mit den Messungen von LE ROUX, JAHN u. a. Für Kupfer-Eisen fand JAHN $T/E = 301{,}6$, für Silber $= 227$, während aus unserer Formel für dieselben Temperaturen für beide 273 folgt. LE ROUX fand für eine Reihe von Metallen noch eine weit bessere Konstanz. Wenn also die elektronentheoretischen Formen für Thermokraft und Peltierwärme für jede einzeln nicht gut stimmen, so liegt das zum Teil an dem Zahlenfaktor, zum Teil aber wahrscheinlich an der nicht zutreffenden Berechnung von

N_0. Für die Thomsonwärme ergibt sich nach DRUDE und unserer Annahme

$$Q = -\frac{\alpha}{e} i\, d\, T \left(\tfrac{2}{3}\frac{q}{T} + 1\right),$$

nach LORENTZ und unserer Annahme

$$Q = -\frac{\alpha}{e} i\, d\, T \left(\tfrac{2}{3}\frac{q}{T} - 1\right),$$

während die Beobachtungen auf einen Zahlenfaktor — 0,05 statt + 1 oder — 1 hinweisen. Diese Folgerungen, sowie die Anwendungen auf optischem Gebiet, sollen a. a. O. ausführlich diskutiert werden.

Über die Emissionsursachen der Spektren;
von C. Fredenhagen.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 16. September 1907.)

(Vgl. oben S. 365.)

Die Ansicht von Kirchhoff und Bunsen und ihre Grundlagen.

Meine Herren! Kirchhoff und Bunsen, die beiden berühmten Entdecker und Begründer der Spektralanalyse, haben den Satz aufgestellt, daß die Dämpfe der Metalle, wenn sie auf eine hinreichend hohe Temperatur erhitzt werden, die für das betreffende Metall charakteristischen Linien emittieren. Dieser Satz ist das Ergebnis einer glänzenden und überaus sorgfältigen Arbeit, in der diese Forscher die Spektrallinien feststellten, welche die verschiedensten Verbindungen der Alkalimetalle K, Na und Li (Rb und Cs wurden erst infolge dieser Untersuchung bald hierauf von Bunsen entdeckt) und der Erdkalimetalle Ca, Ba und Sr in den Luft- bzw. Sauerstoffflammen von Schwefel, Schwefelkohlenstoff, Leuchtgas, Kohlenoxyd und Wasserstoff hervorriefen. Auf Grund der Ergebnisse dieser umfangreichen und zeitraubenden Arbeit glaubten Kirchhoff und Bunsen den Schluß ziehen zu dürfen, „daß die Verschiedenheit der Verbindungen, in denen die Metalle angewandt wurden, die Mannigfaltigkeit der chemischen Prozesse in den einzelnen Flammen und der ungeheure Temperaturunterschied dieser letzteren keinen Einfluß auf die Lage der den einzelnen Metallen entsprechenden Spektrallinien ausübt“ [1]). Hieraus ergab sich dann mit ziemlicher Notwendigkeit ihr weiterer Schluß, „daß es immer die Dämpfe der freien Metalle sind, welche die Linien derselben erzeugen“ [1]).

---

[1]) Kirchhoff und Bunsen, Pogg. Ann. 60, 161, 1860; Bunsen, Ges. Abhandl. 3, 232.

Die Lücke in ihrer Beweisführung.

So weitgehend KIRCHHOFF und BUNSEN aber auch ihre Versuche variierten, indem sie die Flammen von Schwefel, Schwefelkohlenstoff, Leuchtgas, Kohlenoxyd und Wasserstoff verwandten, so blieb bei allen ihren Versuchen doch stets ein Faktor ungeändert, weil sie immer mit Sauerstoffflammen arbeiteten, indem sie die obengenannten Stoffe entweder an der Luft oder mit reinem Sauerstoff verbrennen ließen. Hiermit aber blieb die von ihnen übersehene Möglichkeit offen, daß der Sauerstoff bei der Entstehung der Bunsenflammenspektren in irgend einer Weise beteiligt sein könnte. Und in der Tat findet man, daß die Bunsenflammenspektren ausbleiben, sobald man auch noch diesen Faktor variiert und mit Nichtsauerstoffflammen arbeitet.

Die Spektren der Nichtsauerstoffflammen.

Zu solchen Versuchen ist die Chlorwasserstoffflamme wegen der leichten Herstellbarkeit dieser beiden Gase, die beide überdies auch in Bomben erhältlich sind, sehr geeignet, und mit ihr sind bisher auch die meisten Versuche ausgeführt worden. Jod vermag bei seiner Vereinigung mit Wasserstoff keine Flammenbildung zu geben, und bei Brom ist diese nur schwer zu erzielen, wenn man die beiden Gase stark vorwärmt, bevor man sie zur Vereinigung gelangen läßt. Daß aber auch in diesen beiden Flammen die Bunsenflammenspektren ausbleiben würden, kann man daran sehen, daß die Intensität der von einer gewöhnlichen Bunsenflamme ausgesandten Spektren weitgehend zurückgedrängt wird, wenn man in diese Flamme Brom oder Jod in hinreichendem Überschuß einführt. Von anderen Nichtsauerstoffflammen kommen noch die Cyan- und die Fluorwasserstoffflamme in Betracht. Mit der ersteren sind bisher noch keine spektralanalytischen Versuche ausgeführt. Mit der Fluorwasserstoffflamme aber habe ich in letzter Zeit einige Versuche anstellen können, die mit Gewißheit ergaben, daß die gewöhnlichen Bunsenflammenspektren auch in der Fluorwasserstoffflamme ausbleiben.

Was nun das spezielle Verhalten der einzelnen Metalle in diesen Nichtsauerstoffflammen anbetrifft, so geben die Alkalimetalle und Thallium in der Chlorwasserstoffflamme und mit

ziemlicher Sicherheit auch in den Flammen von Brom und Jodwasserstoff im Gebiet des sichtbaren Spektrums keine charakteristischen Spektralerscheinungen; Ca, Ba, Sr und besonders Cu geben dagegen in allen Halogenwasserstoffflammen besondere und sehr charakteristische Spektren. In der Fluorwasserstoffflamme bleibt bei Thallium die bekannte grüne Linie und bei Natrium die beiden *D*-Linien aus. (Ob in dieser Flamme die Nebenserien des Natriums sichtbar werden, vermag ich noch nicht zu sagen, und werden wir hierauf weiter unten nochmals zurückkommen.) Wegen Literatur über die früheren Versuche mit den Nichtsauerstoffflammen und bezüglich der näheren Beschreibung der einzelnen Versuche muß ich auf meine „spektralanalytischen Studien“ verweisen [1]).

Der Einfluß der chemischen Prozesse auf die Emission der Spektrallinien.

Das Ergebnis dieser Versuche ist mit den oben wiedergegebenen Folgerungen, die KIRCHHOFF und BUNSEN aus ihren Versuchen gezogen haben, nicht verträglich. Es müssen also entweder die in den einzelnen Flammen eintretenden chemischen Prozesse oder aber der Temperaturunterschied der verschiedenen Flammen doch einen Einfluß auf die Emission der von ihnen bei Gegenwart eines bestimmten Metalles emittierten Linien ausüben. Ein derartiger Einfluß der Temperatur ist aber ausgeschlossen, da die Temperatur der Chlorwasserstoffflamme zwischen den Temperaturen der reinen Knallgasflamme und der gewöhnlichen Bunsenflamme liegt, und da, wie schon aus den Versuchen von KIRCHHOFF und BUNSEN folgt, alle Sauerstoffflammen trotz ihrer ungeheuren Temperaturverschiedenheiten die gleichen Spektren emittieren. Es bleibt somit nur übrig, daß die in den einzelnen Flammen eintretenden verschiedenen chemischen Prozesse einen Einfluß auf die Emission der Spektrallinien ausüben.

Welches sind diese chemischen Prozesse?

Die Frage, welche chemischen Prozesse hierbei in Betracht kommen, läßt sich nun leicht beantworten, wenn man folgende

[1]) Ann. d. Phys. (4) 20. 133, 1906.

experimentellen Ergebnisse berücksichtigt. Alle Sauerstoffflammen veranlassen die Emission der gleichen Spektren, nämlich die der bekannten Bunsenflammenspektren oder, wie wir wohl allgemeiner sagen können, der Sauerstoffflammenspektren. Dieselben Spektren gelangen ferner zur Emission, wenn man z. B. in die Chlorwasserstoffflamme Sauerstoff hineinbläst oder in Form irgend einer Verbindung hineinbringt. Andererseits aber kann man auch in den Sauerstoffflammen die Emission der Chlorflammenspektren erzielen, wenn man in sie Chlor in hinreichender Menge hineinbläst oder in Form einer Verbindung hineinbringt, wobei unter den geeigneten Verhältnissen beide Arten von Spektren nebeneinander entstehen.

Hieraus folgt, daß z. B. für die Emission der D-Linien die Gegenwart des Natriums allein nicht ausreicht, sondern daß hierzu noch außerdem das Hinzukommen von Sauerstoff notwendig ist. Das analoge gilt für die Emission der charakteristischen Spektren der Nichtsauerstoffflammen, sie werden nur dann emittiert, wenn außer dem betreffenden Metall noch das betreffende Halogen vorhanden ist.

Es fragt sich nun, welches die möglichen Wechselwirkungen sind, welche zwischen den einzelnen Metallen und dem Sauerstoff oder dem Halogen in den betreffenden Flammen stattfinden, und welche von ihnen als Emissionsursache der betreffenden Spektren in Frage kommen können. Betrachten wir die in den einzelnen Flammen eintretenden chemischen Vorgänge, unter Berücksichtigung des Massenwirkungsgesetzes und der Größe der chemischen Affinitäten der einzelnen Metalle zum Sauerstoff oder zu den Halogenen, so ergibt sich, daß die Alkali- und Erdalkalimetalle bei ihren großen Affinitäten zum Sauerstoff und zu den Halogenen in allen Flammen, in denen diese Elemente zugegen sind, auch mit ihnen reagieren und Oxyde bzw. Halogenide bilden müssen.

Wenn wir nun z. B. annehmen, daß die Emission der Sauerstoffflammenspektren an eine Vereinigung der betreffenden Metalle mit dem Sauerstoff geknüpft wäre, so müßte ihre Emission um so intensiver werden, je größer unter sonst gleichbleibenden Umständen der Temperatur und der Konzentration des betreffenden Metalles die Konzentration des Sauerstoffs wird, und analog müßte die Intensität

der Chlorflammenspektren mit der Konzentration des Chlors ansteigen. Daß dies aber der Fall ist, geht aus den schon erwähnten Versuchen hervor, bei denen Chlor in eine Sauerstoffflamme oder Sauerstoff in eine Chlorflamme eingeblasen wurde.

Wenn nun weiter in einer Flamme gleichzeitig verschiedene Metalle vorhanden sind und die vorhandene Sauerstoffkonzentration nicht zur vollständigen Oxydation ausreicht, so müssen wir nach dieser Annahme erwarten, daß bei gleicher Konzentration der betreffenden Metalle die Intensität der emittierten Spektren für dasjenige Metall am größten ist, welches die größere Affinität zum Sauerstoff besitzt. Dieser Schluß läßt sich nun durch einen Versuch mit dem geteilten Bunsenbrenner vortrefflich bestätigen. Wenn wir über einen gewöhnlichen Bunsenbrenner ein weites Glasrohr schieben, so werden die innere und äußere Verbrennungszone des Bunsenbrenners weit voneinander getrennt, so daß man die Färbungen der einen Zone ohne Störung durch die Färbung der anderen beobachten kann. In der inneren Verbrennungszone ist die Konzentration des Sauerstoffs zur vollständigen Verbrennung der vorhandenen Stoffe, unter denen Wasserstoff eine besondere Rolle spielt, nicht ausreichend. Infolgedessen können in ihr nur solche Stoffe merklich oxydiert werden, deren Affinität zum Sauerstoff der des Wasserstoffs angenähert gleich oder überlegen ist. In der äußeren Verbrennungszone ist Sauerstoff dagegen im Überschuß vorhanden, so daß in ihr auch Stoffe mit relativ geringen Affinitäten der Oxydation verfallen werden. Der Versuch ergibt nun im Einklang hiermit, daß z. B. Kupfer die innere Zone völlig farblos läßt, die äußere aber intensiv grün färbt, während Lithium die innere Zone rot färbt und bei geringen Konzentrationen die äußere Zone fast völlig farblos läßt, zum Zeichen, daß es schon in der inneren Zone praktisch vollständig oxydiert ist[1]).

Aus diesen Versuchen scheint mir nun mit Sicherheit zu folgen, daß die Emission der bekannten Flammenspektren in der Tat an eine Oxydierung oder Halogenierung der betreffenden Metalle geknüpft ist, und wir werden weiter unten noch einige weitere Stützen dieser Ansicht zu besprechen haben.

---

[1]) Über die nähere Ausführung dieser Versuche siehe Fredenhagen, Phys. ZS. 8, 404, 1907 oder Berl. Ber. 1907, S. 2858.

Temperaturstrahlung oder Chemilumineszenz.

Es erhebt sich nun weiter die Frage, ob die Flammenspektren von den fertig gebildeten Oxyden oder Halogeniden als Temperaturstrahlung emittiert werden, oder ob sie während der Bildung dieser Verbindungen infolge von Chemilumineszenz entstehen. KIRCHHOFF und BUNSEN haben sich, wie eingangs erwähnt, dahin ausgesprochen, daß die Emission der Flammenspektren als eine Temperaturemission der hocherhitzten Dämpfe aufzufassen sei. Die Möglichkeit, daß es sich bei den Flammenspektren um eine durch chemische Vorgänge hervorgerufene Chemilumineszenz handeln könne, ist von ihnen jedoch nicht prinzipiell, sondern nur auf Grund ihrer experimentellen Versuche abgelehnt worden, aus denen sie den Schluß ziehen zu können glaubten, daß die in den Flammen eintretenden chemischen Vorgänge keinen Einfluß auf die Emission der Spektrallinien hätten. Wie wir soeben dargelegt haben, ist dieser Schluß jedoch irrtümlich, so daß wir von neuem vor der Frage stehen, ob die Flammenspektren Temperatur- oder Chemilumineszenzspektren darstellen.

Bevor wir jedoch näher auf diese Frage eingehen, muß noch auf einen anderen Punkt aufmerksam gemacht werden, der vielfach als eine Stütze dafür angeführt wird, daß die Flammenspektren Temperaturspektren darstellen. Es handelt sich darum, daß sich das KIRCHHOFFsche Gesetz für die Flammenspektren, wenn auch nicht quantitativ, so doch qualitativ, nämlich so weit es nur besagt, daß ein System, welches bestimmte Strahlen bevorzugt emittiert, dieselben auch bevorzugt absorbiert, als durchaus gültig erwiesen hat. Nun ist das KIRCHHOFFsche Gesetz von seinem Begründer allerdings unter der Voraussetzung einer reinen Temperaturstrahlung abgeleitet worden, aber gerade für den qualitativen Inhalt dieses Gesetzes ist die Voraussetzung einer reinen Temperaturstrahlung durchaus nicht notwendig, denn der Satz, daß ein System die Strahlen, welche es emittiert, auch zu absorbieren vermag, ergibt sich als eine notwendige Folgerung der allgemeinen Resonanzprinzipien, wobei es ganz gleichgültig ist, um was für eine Strahlungsursache es sich hierbei handelt. Die quantitative Seite des KIRCHHOFFschen Gesetzes, welche die Emission eines Systems mit der Emission des idealen schwarzen Körpers in Be-

ziehung setzt, und für deren Gültigkeit eine reine Temperaturstrahlung allerdings die notwendige Voraussetzung bildet, ist bei den Flammenspektren aber keineswegs erwiesen und wohl sicher nicht erfüllt[1]). Es ist also auch von dieser Seite aus kein Grund ersichtlich, der zugunsten einer Temperaturstrahlung und gegen eine Chemilumineszenz sprechen würde.

Nach unseren vorstehenden Ausführungen steht nun die Emission der D-Linien auf jeden Fall im Zusammenhange mit einer Wechselwirkung zwischen Natrium und Sauerstoff, und es fragt sich nun, ob die D-Linien von den fertig gebildeten Natriumoxydmolekülen auf Grund der erlangten hohen Temperatur emittiert werden, oder ob sie während der Vereinigung des Natriums mit dem Sauerstoff, die ja von der Abgabe einer beträchtlichen Energiemenge begleitet ist, als Chemilumineszenz erfolgt.

Der schon erwähnte Versuch mit dem geteilten Bunsenbrenner scheint mir nun auch diese Frage zu entscheiden. Lithiumsalze erteilen dem inneren Verbrennungskegel, in dem ihre Oxydation erfolgt, eine intensiv rote Färbung, während die äußere Verbrennungszone, in die doch die gleiche Menge des Lithiumsalzes freilich mit dem Unterschiede gelangt, daß sie schon in der inneren Zone praktisch vollständig zu Lithiumoxyd oxydiert ist, nur eine schwache Färbung annimmt. Sorgt man nun dafür, daß auch in der äußeren Zone noch eine Oxydation des

---

[1]) Daß das KIRCHHOFFsche Gesetz von der bisher geltenden Auffassung aus, daß die Lichtemission von den freien Metalldämpfen durch Temperaturemission erfolgt, bei den Spektralflammen nicht erfüllt ist, erhellt z. B. aus folgendem Versuch: Wenn man in eine mit Natriumdampf gespeiste, frei an der Luft brennende Wasserstoffflamme Chlor einbläst, so wird die Intensität der D-Linien bedeutend herabgesetzt, obwohl die Temperatur hierdurch nicht erniedrigt, sondern sogar erhöht wird. Man könnte nun einwenden, daß die Konzentration des freien Natriumdampfes in der frei an der Luft brennenden Wasserstoffflamme weit größer sei, als in der Wasserstoffchlorflamme. Alsdann müßte offenbar Natriumoxyd bei der gleichen Temperatur stärker dissoziiert sein als Natriumchlorid, was wohl sicher nicht der Fall ist, und was auch dadurch widerlegt wird, daß die Leitfähigkeiten beider Flammen von nahe derselben Größe sind. Ein weiterer Grund, daß die Emission der D-Linien nicht von den freien Natriumatomen als Temperaturstrahlung herrühren kann, liegt darin, daß ihre Konzentration in der Flamme eine so ungeheuer kleine ist, daß sie ein Emissionsvermögen haben müßten, welches das Emissionsvermögen der anderen Stoffe weit übertreffen würde.

Lithiums stattfindet, indem man eine so große Menge Lithiumsalz in die Flamme bringt, daß in der inneren Zone nur ein Teil oxydiert werden kann, so nimmt auch diese eine intensiv rote Färbung an. Kupfersalze, welche erst in der äußeren Zone oxydiert werden, erteilen gerade dieser Zone eine intensiv grüne Färbung, während sie die innere Zone ungefärbt lassen. Diese Versuche zeigen somit, daß die Flammenfärbungen unabhängig von den Temperaturverhältnissen nur dort erfolgen, wo die betreffenden chemischen Prozesse eintreten. Die Flammenspektren sind somit auf Chemilumineszenz zurückzuführen.

Ich möchte jedoch auch an dieser Stelle bemerken, daß zwischen einer Temperaturstrahlung und einer Chemilumineszenz oder einer von einer bestimmten chemischen Reaktion herrührenden Strahlung vom strahlungsmechanistischen Standpunkte, der nach den Emissionsursachen der Strahlen fragt, ein direkter prinzipieller Unterschied überhaupt nicht existiert. Der Unterschied ist vielmehr rein thermodynamischer Natur, etwa derart, wie er zwischen der Arbeitsfähigkeit der in zwei verschiedenen Haufen von Molekülen vorhandenen kinetischen Energie besteht, wenn in dem einen Haufen alle Moleküle eine gleichgerichtete Bewegung und in dem anderen die ungeordnete Temperaturbewegung ausführen. Ein aus den gleichen Atomen aufgebautes System kann offenbar, ohne daß irgend eine Art von strahlenemittierenden Vorgängen hinzukommt oder wegbleibt, sowohl eine Temperaturstrahlung, wie eine Reaktionsstrahlung ausführen. Eine Temperaturstrahlung wird vorliegen, wenn alle strahlenemittierenden Vorgänge regellos eintreten, wie es dem Temperaturbegriff entspricht, und eine Chemilumineszenz, wenn die Vorgänge, welche die Strahlen emittieren, in bestimmter Weise erfolgen, wie es z. B. in den Flammen der Fall ist, in denen sich die verbrennenden Stoffe in die Verbrennungsprodukte umsetzen. (Vgl. hierzu Phys. ZS. 8, 407, 1907.)

Die Emissionsursachen der Nebenserien der Alkalimetalle.

Unsere bisherigen Ausführungen beziehen sich auf die Emissionsursache der gewöhnlichen Bunsenflammenspektren der Alkalimetalle, welche KAYSER und RUNGE auch ihre Hauptserien genannt haben. Außer diesen Hauptserien vermögen die Alkalimetalle aber unter

besonderen Bedingungen noch den Anlaß zur Emission einer ganzen Anzahl von weiteren Linien zu geben, welche KAYSER und RUNGE die Nebenserien dieser Metalle genannt haben. Wir wollen nun im folgenden sehen, was sich über die Entstehungsursache dieser Nebenserien sagen läßt.

Die Nebenserien der Alkalimetalle treten auch schon in der gewöhnlichen Bunsenflamme auf, allerdings nur mit einer sehr geringen Intensität. In der reinen Knallgasflamme mit ihrer sehr viel höheren Temperatur aber sind sie deutlich sichtbar und ebenso im elektrischen Flammenbogen und im Funken. Ich versuchte nun zunächst zu unterscheiden, ob das Auftreten der Nebenserien ebenso wie das der Hauptserien an die Gegenwart eines zweiten Elementes gebunden ist, oder ob es von den Metallen allein herrührt. Die Antwort hierauf konnte durch Versuche in einer Nichtsauerstoffflamme erbracht werden, die ähnliche Temperaturverhältnisse aufwies, wie die reine Knallgasflamme. Dies ist aber bei der Fluorwasserstoffflamme der Fall. Dank dem liebenswürdigen Entgegenkommen von Herrn Professor LE BLANC, der die zur Fluorerzeugung nötigen Apparate anschaffte und mir gestattete, diese Versuche in den Räumen seines Instituts anzustellen, habe ich eine Reihe von Versuchen mit der Fluorwasserstoffflamme ausführen können[1]). Leider haben diese Versuche bezüglich des Auftretens der Nebenserien noch kein definitives Resultat ergeben, weil ich, um Explosionen zu vermeiden, das Fluor nur mit Chlor vermischt in die Flamme leiten konnte, wodurch deren Temperatur natürlich beträchtlich unter der der reinen Fluorwasserstoffflamme blieb. Dagegen habe ich, wie schon vorhin erwähnt, mit Sicherheit konstatieren können, daß die grüne Thalliumlinie und die D-Linie in der Fluorwasserstoffflamme ausblieb.

Es gab jedoch noch einen anderen Weg zur Entscheidung dieser Frage, nämlich die Verwendung von Alkalivakualampen. Bei Verwendung derartiger Lampen schien es möglich, entscheiden

[1]) Bei der Anstellung dieser Versuche, welche wegen der Schädlichkeit der entwickelten Dämpfe recht unangenehm waren, war mir Herr Universitätsmechaniker A. DORNFELD mit großem Verständnis und größter Opferwilligkeit behilflich, wofür ich ihm auch an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

zu können, ob die Emission bestimmter Linien ihre Ursache ausschließlich in den Dämpfen der Alkalimetalle selbst habe oder nicht. Zwar war es unvermeidlich, daß sich in den Versuchsrohren, obwohl sie aus dem schwer reduzierbaren Jenenser Verbrennungsröhrenglas gefertigt wurden, durch Reduktion des Glases Alkalioxyde bildeten. Doch konnte ich hoffen, daß wenigstens bei den leichter flüchtigen Alkalimetallen die Konzentration der Metalldämpfe groß war gegen die Konzentration ihrer Oxyddämpfe, und daß alsdann die Stromleitung und damit auch die Emission der Spektren im wesentlichen nur von den Metalldämpfen herrühren würde. Unter dieser, allerdings wohl nur in grober Annäherung zutreffenden Voraussetzung mußte für die Intensität des Auftretens der Metall- und der Oxydlinien das Flüchtigkeitsverhältnis der Metalle und ihrer Oxyde maßgebend sein. Je größer die Flüchtigkeit des Metalles im Vergleich zur Flüchtigkeit seines Oxydes ist, um so mehr sollte die Intensität der Metalllinien überwiegen, während im anderen Falle die Oxydspektren stärker hervortreten müßten.

Über die Versuchsanordnung sei nur kurz bemerkt: Die mit dem Metall beschickten Rohre wurden mit Hilfe einer Ölluftpumpe evakuiert und blieben auch während des Versuches in Verbindung mit der Pumpe. Durch untergestellte Bunsenbrenner konnten sie bis auf etwa 600 bis 700° erwärmt werden, bei welcher Temperatur sie dann durch den Luftdruck zusammengedrückt wurden. Die Rohre waren mit Außenelektroden versehen. Als Energiequelle diente ein BOASscher Induktor von 20 cm Schlagweite. Von einer Variation der Entladungsform wurde vorläufig abgesehen.

Bei den Alkalimetallen nimmt nun die Flüchtigkeit der Metalle mit ihrem Verbindungsgewicht stark zu. Lithium ist noch ziemlich schwer flüchtig, während Rubidium und besonders Cäsium leicht flüchtig sind. Über die Flüchtigkeit der Alkalioxyde ist nur wenig bekannt, doch ist es wohl sicher, daß das Verhältnis der Flüchtigkeiten der Metalle zu der ihrer Oxyde ebenfalls mit steigendem Atomgewicht zunimmt, so daß bei Cäsium die Flüchtigkeit des Metalles die seines Oxydes am meisten überwiegt. Bei den Versuchen ergaben sich nun folgende Resultate:

1. Lithium. Bei der in den Glasrohren erreichbaren Temperatur von etwa 600 bis 700° ist Lithium noch nicht merklich

flüchtig. Im Spektrum sind im wesentlichen nur die Natriumlinien mit großer Intensität bemerkbar.

2. Natrium. Das emittierte, sehr intensive Licht hat eine gelbgrüne Farbe. Im Spektroskop sieht man sowohl die Hauptserie wie die Nebenserien, und zwar beide mit großer Intensität, wobei jedoch noch die Intensität der D-Linien überwiegt. Da die Linienspektra verdünnter Gase mit zunehmender Dichte in Bandenspektra übergehen, so wurde versucht, ein ähnliches Resultat auch beim Natrium zu erhalten; leider jedoch ohne Erfolg, da die Rohre weich wurden, bevor ein hinreichend hoher Dampfdruck des Natriums erreicht war.

Von großem Interesse ist nun, daß J. N. Lockyer[1]), der überaus vielseitige Experimentator, berichtet, daß er bei analogen Versuchen direkt über dem destillierenden Natrium eine Schicht gefunden habe, welche nur die Nebenserien, nicht aber die Hauptserie emittierte. Bei Versuchen, welche ich besonders zu diesem Zwecke anstellte, konnte ich wohl auch konstatieren, daß in dem destillierenden Natriumdampf die relative Intensität der Nebenserien besonders stark war, doch war ein Verschwinden der D-Linien auch nicht entfernt zu erreichen.

Zwischen der Versuchsanordnung von Lockyer und der von mir verwandten bestand nun insofern ein Unterschied, als Lockyer in einer Wasserstoffatmosphäre bei mäßigem Vakuum gearbeitet hat, während meine Versuche bei einem Vakuum ausgeführt wurden, bei dem schon Kathodenstrahlen vorhanden waren. Da sich aber bei Gegenwart von Wasserstoff Natriumwasserstoffverbindungen bilden können, von denen man weiß, daß sie leichter flüchtig sind als das Metall, und da ich bei früheren Versuchen mit Thallium gefunden hatte, daß die eigentlichen Metallinien in dem emittierten Spektrum weit mehr hervortraten, wenn in dem Vakuumrohr das leichter flüchtige Thalliumfluorür an Stelle des schwerer flüchtigen metallischen Thalliums vorhanden war, so schien es denkbar, daß Wasserstoff in dem Natriumrohr ein stärkeres Hervortreten der Nebenserien bewirken würde. Der Versuch ergab nun, daß beim Einlassen einer geringen Wasserstoffmenge in das vorher stark ausgepumpte Rohr die relative

[1]) Proc. Roy. Soc. **29**, 140, 1879.

Intensität der *D*-Linien bedeutend herabgedrückt wurde, und daß die direkt über dem destillierenden Metall befindliche Schicht, wie LOCKYER es angibt, eine laubgrüne Färbung annimmt. Wurde dann der Wasserstoff wieder abgepumpt, so ging diese Erscheinung zurück. Ich beabsichtige, analoge Versuche auch mit anderen Metallen auszuführen, welche Wasserstoffverbindungen geben.

3. Kalium. Die Farbe des emittierten Lichtes variiert stark mit der Dichte des Kaliumdampfes und geht mit zunehmender Dichte von Fahlgrün in Dunkelpurpur über. Um über die Dichte des Kaliumdampfes einen Anhalt zu haben, wurde das mit metallischem Kalium gefüllte Rohr in einem Blechkasten erhitzt und die Temperatur mit einem Thermometer gemessen. Schon bei 150° sind die Nebenserien mit großer Intensität vorhanden. Die Hauptserie konnte in diesem Stadium des Versuches nicht bemerkt werden. Bei höherer Temperatur steigert sich die Intensität der Nebenserien anfangs sehr beträchtlich, bis sie oberhalb von 200° allmählich diffuser werden und zu verblassen anfangen. Bei 250° beginnt bei etwa 572 μ ein breites Band aufzutauchen, das bald die Intensität der Nebenserien, die immer weiter zurückgehen, erreicht hat. Oberhalb 350° ist das Band sehr intensiv, während die Nebenserien völlig verschwunden sind. Dagegen aber sind inzwischen die Linien der Hauptserie deutlich erkennbar geworden, ohne daß ihre Intensität jedoch auch nur entfernt an die Intensität heranreicht, welche die Nebenserien bei tieferer Temperatur hatten.

Wenn während des Versuches das Kalium an kältere Stellen des Rohres hinüber destillierte und das Rohr an der Beobachtungsstelle nicht mehr mit gesättigtem Kaliumdampf gefüllt war, so änderte sich das Spektrum vollkommen. Trotz einer Temperatur von etwa 400° beginnt das grüne Band zu verschwinden, während die Nebenserien wieder auftauchen und eine außerordentlich hohe Intensität erlangen, wobei auch Linien bemerkt wurden, die von KAYSER und RUNGE nicht angegeben sind [1]).

---

[1]) Da es sich bei meinen Versuchen in erster Linie um die Feststellung handelte, ob die Linien der Haupt- und der Nebenserien gleichzeitig in dem Spektrum vorhanden waren, so habe ich den gefundenen neuen Linien bisher nur geringe Aufmerksamkeit gewidmet und ihre Lage nur sehr angenähert durch okulare Beobachtung festgestellt. Vor kurzem hat nun Herr GOLD-

Die Intensität der Linien der Hauptserie wird von der Dichte des Kaliumdampfes dagegen nicht merklich beeinflußt, woraus folgt, daß ihre Entstehungsursache von der Konzentration des Kaliumdampfes unabhängig ist, was ja auch mit unseren früheren Ausführungen übereinstimmt, nach denen sie durch die Konzentration des Kaliumoxyddampfes bedingt ist. Da diese aber mit steigender Temperatur zunimmt, so müssen wir dies auch von der Intensität der durch sie erzeugten Linien erwarten, wie es ja auch dem experimentellen Befunde entspricht. Bemerkt sei endlich noch, daß im Moment des Springens eines Rohres die Intensität der ultraroten Doppellinien des Kaliums sehr groß wurde, was ebenfalls mit unseren früheren Ausführungen im Einklang steht, da alsdann Sauerstoff in das Rohr hineindringt.

4. Rubidium. Das Spektrum zeigt die Nebenserien mit großer Intensität, während die Hauptserie vollkommen fehlt und z. B. das sonst so intensive blaue Linienpaar 4216 und 4202 überhaupt nicht bemerkt werden konnte. Dagegen sind noch eine ganze Anzahl anderer Linien vorhanden, die von Kayser und Runge nicht verzeichnet sind, die aber, da sie stets gleichzeitig mit den anderen Rubidiumlinien auftreten und verschwinden, doch wohl dem Metall angehören müssen [1]).

5. Cäsium. Der gesättigte Metalldampf erhält durch die Entladungen eine grünblaue Färbung, in der die Linien der Hauptserie, besonders auch 4593 und 4555, vollkommen fehlen, während

stein (Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 9, 321, 1907) durch Anwendung besonders kräftiger Entladungen bei Kalium, Rubidium und Cäsium eine ganze Reihe von neuen Linien beobachtet und ihre Lage gemessen. Besonders beim Kalium sind seine Resultate viel weitgehender wie die meinigen; beim Rubidium und Cäsium aber konnte ich durch Vergleich seiner genaueren Angaben mit meinen vorläufigen und noch nicht publizierten Messungen feststellen, daß die Mehrzahl der von ihm angegebenen Linien auch bei meinen Versuchen sichtbar geworden war. Das bemerkenswerteste Resultat von Herrn Goldstein, daß bei seinen Versuchen mit sehr großer Stromdichte die Linien der gewöhnlichen Nebenserien vollkommen ausblieben, habe ich bei meinen bisherigen Versuchen nicht erreicht, doch beabsichtige ich, wie schon in dem Vortrage selbst bemerkt, ebenfalls Versuche mit großen und stark veränderten Stromdichten auszuführen. Bezüglich des für die vorliegende Arbeit wichtigsten Resultates, daß bei den Metallvakualampen von Kalium, Rubidium und Cäsium die Hauptserien ausbleiben, bestätigen die Beobachtungen des Herrn Goldstein vollständig die meinigen.

[1]) Siehe Fußnote S. 404.

die Nebenserien deutlich bemerkbar sind, und gleichzeitig eine Reihe von anderen Linien sichtbar sind, die KAYSER und RUNGE nicht verzeichnet haben, die nach ihrer Veränderlichkeit mit der Dichte des Cäsiumdampfes aber doch wohl als Cäsiumlinien anzusehen sind [1]).

6. Ich habe dann noch einige Versuche mit Thallium ausgeführt. In dem Spektrum erlangte nur die grüne Thalliumlinie eine große Intensität, während die anderen, den Nebenserien angehörigen Linien des Thalliums auch bei der höchsten Temperatur, die in den Hartglasrohren erreichbar ist, nur schwach hervortreten. Da das Thalliumoxyd sehr viel leichter flüchtig ist als das metallische Thallium, so ist dieses Resultat im Sinne der hier vertretenen Auffassung leicht verständlich. (Vgl. hierzu Ann. d. Phys. (4) 20, 158, 1906.)

Diese Versuche machen es für Natrium und besonders für Kalium, Rubidium und Cäsium sehr wahrscheinlich, daß ihre sogenannten Nebenserienlinien reine Metallinien sind, zu deren Erzeugung die Gegenwart irgend eines anderen Elementes nicht erforderlich ist. Dieses Resultat konnte nun noch durch andere Versuche bestätigt werden. Wenn nämlich in den Vakuarohren statt der Metalle selbst eine ihrer Halogenverbindungen verdampft wurde, die bei Natrium, Kalium, Rubidium und Cäsium bedeutend schwerer flüchtig sind als die Metalle selbst, so war einerseits die Konzentration der Metalldämpfe weit geringer als in den Metallvakuarohren, während andererseits wegen der jetzt nötigen weit höheren Temperatur die relative Konzentration der betreffenden Oxyde weit größer war als in den Metallvakuarohren. Es war demnach zu erwarten, daß bei diesen Versuchen die Intensität der Nebenserien gegen die der Hauptserien zurücktreten mußte. Dies war auch tatsächlich der Fall. Bei Verwendung von Rubidiumchlorid überstrahlten 4216 und 4202 weit alle anderen Linien und bei Cäsiumjodid erhielten 4593 und 4555 eine sehr große Intensität, während die Linien der Nebenserien des Cäsiums kaum bemerkbar waren. Diese Versuche bestätigen auch zugleich, daß die Halogenverbindungen der Alkalimetalle im sichtbaren Teile des Spektrums keine be-

---

[1]) Siehe Fußnote S. 404.

sonderen Linien emittieren. Da diese Versuche überdies unter Benutzung der gleichen Entladungen ausgeführt wurden, die bei den Metallvakualampen verwandt wurden, so zeigen sie auch, daß die verschiedene Intensität, mit der die Hauptserien und die Nebenserien bei den einzelnen Versuchen hervortreten, ihre Ursache nicht in der Entladungsform, sondern tatsächlich nur in der variierten Konzentration der Metall- und Oxyddämpfe hatte.

Diese Resultate stehen nun auch im Einklang mit der Beobachtung des Herrn LENARD[1]), daß im Alkaliflammenbogen die Nebenserien bevorzugt von dem Inneren, die Hauptserie dagegen bevorzugt von dem Mantel des Bogens emittiert wird, was wir darauf zurückführen würden, daß die Konzentration des Sauerstoffs und damit auch der Metalloxyde im Mantel eine weit größere ist, als im Inneren des Bogens.

Aus diesen Versuchen können wir also schließen, daß die sogenannten Nebenserien der Alkalimetalle ihre Entstehungsursache in den Alkalimetallen selbst haben, während die Hauptserien der Alkalimetalle als Serien von Metallsauerstoffverbindungen zu bezeichnen sind. Bezüglich der Hauptserien konnten wir nun vorhin darlegen, daß ihre Emissionsursache in dem Vereinigungsvorgange der Alkalimetalle mit dem Sauerstoff zu suchen ist, und so taucht jetzt auch die Frage nach der Emissionsursache der Nebenserien auf.

Hier hat nun Herr P. LENARD[1]) einen, wie mir scheint, sehr bemerkenswerten Gedanken geäußert. Er nimmt an, daß die einzelnen Metalle in verschiedenwertigen Zuständen existieren können, indem ein Atom ein, zwei oder mehr negative Elementarquanten abzugeben vermag, und daß die Linien der ersten, zweiten oder höheren Nebenserien von ein-, zwei- oder mehrwertigen Metallatomen ausgesandt werden. Von der Auffassung aus, daß die Emission der Spektrallinien an den Eintritt bestimmter Vorgänge geknüpft ist, wie wir es vorhin bezüglich der Alkalihauptlinien zeigen konnten, und wie ich es an anderer Stelle noch näher darlegen werde, bin ich nun geneigt, anzunehmen, daß die Emission der Nebenserien dadurch erfolgt, daß das Metallatom von einem

---

[1]) Ann. d. Phys. (4) 17, 197, 1905.

Wertigkeitszustande in den anderen übergeht. Nimmt man nun an, daß die verschiedenen Wertigkeitszustände durch Abgabe oder Aufnahme von negativen Elektronen ineinander übergehen, so kann man sich auch vorstellen, daß die metallische Leitfähigkeit durch solche Wertigkeitsänderungen der Metallatome vermittelt wird, wobei man zu einer Auffassung gelangen würde, die sich zwanglos in den Rahmen der heutigen Elektronentheorie der metallischen Leitfähigkeit einfügt.

Die Annahme, daß die Emission der Nebenserien auf solche Wertigkeitsänderungen zurückzuführen ist, führt nun zu Konsequenzen, die ihre Richtigkeit experimentell zu prüfen gestatten. Da nämlich eine größere Elektrizitätsmenge transportiert wird, wenn ein Atom aus dem einwertigen Zustande nicht in den zwei-, sondern sofort in den drei- oder höherwertigen Zustand übergeht, so sollten wir erwarten, daß bei größerer Stromdichte die höheren Nebenserien gegen die niederen an Intensität zunehmen sollten. Derartige Versuche beabsichtige ich demnächst auszuführen.

Die hier vorgetragene Ansicht über die verschiedene Entstehungsursache der Hauptserie und der Nebenserien der Alkalimetalle findet nun, worauf noch zum Schluß hingewiesen sei, eine vortreffliche Stütze in der von Herrn P. LENARD [1]) gemachten Beobachtung, daß sich die Träger der Hauptserien elektrisch neutral verhalten und im elektrischen Felde nicht wandern, während die Träger der Nebenserien Wanderungserscheinungen zeigen, wie sie positiv geladenen Atomen entsprechen.

Die Emission der Spektrallinien ist, wie ja schon lange bekannt, an die chemischen Atome und Moleküle geknüpft, und das Ziel der Spektralanalyse ist es nun offenbar, die einzelnen chemischen oder physikalischen Zustandsänderungen dieser Atome und Moleküle kennen zu lernen, durch welche die Emission bestimmter Linien veranlaßt wird. Diesem Ziele glaube ich durch die Ihnen soeben gemachten Ausführungen in einigen Punkten näher gekommen zu sein. Über den eigentlichen Strahlungsmechanismus jedoch, der nun z. B. beim Zusammentreffen von Natrium und Sauerstoff die Emission der D-Linien oder bei der

---

[1]) l. c.

Wertigkeitsänderung des Natriumatoms die Emission der Nebenserien bewirkt, vermögen diese Untersuchungen nichts zu sagen. Hier aber vermögen wohl andere Untersuchungsmethoden erfolgreich einzusetzen, wie wir sie ja schon in der Bestimmung des Zeemaneffektes und des STARKschen Dopplereffektes kennen, und durch die wir hoffen können, in den Schwingungsmechanismus der Elektronen selbst einzudringen.

Über den Durchgang der β-Strahlen des Aktiniums durch Materie[1]; *von Heinrich Willy Schmidt.*

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 16. September 1907.)

(Vgl. oben S. 365.)

Im vorigen Jahre habe ich vor dieser Versammlung[2]) die Ansicht vertreten, daß β-Strahlen beim Durchgang durch Materie keinen oder einen nicht nachweisbaren Geschwindigkeitsverlust erleiden. Ich hatte dieses Gesetz aus der Tatsache abgeleitet, daß für den Durchgang bestimmter β-Strahlgruppen durch Materie ein Exponentialgesetz:

$$J_d = J_0 \, . \, e^{-\nu d} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 1)$$

gefunden war. Hier bedeutet e die Basis der natürlichen Logarithmen, d die durchstrahlte Schichtdicke, J_d und J_0 die Strahlungsintensitäten bei der Dicke d und 0 der durchstrahlten Materie und ν eine bestimmte Konstante, den sogenannten „Absorptionskoeffizienten". Diese Konstante ist ein Maß für die Durchdringungsfähigkeit der β-Teilchen. Die Durchdringungsfähigkeit der β-Teilchen kann bei ein und derselben Materie nur von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängen. Da nun ν — wenigstens innerhalb gewisser Grenzen — als unabhängig von d angesehen werden darf, so folgt, daß auch die Geschwindigkeit der β-Teilchen durch die durchstrahlte Materie nicht beeinflußt werden kann.

Dieser indirekte Schluß sollte durch Experimente erhärtet werden[3]). Zunächst kam es darauf an, nachzuweisen, ob das er-

---

[1]) Dieser Vortrag ist in seinem ersten Teile ein Auszug aus der kürzlich (Ann. d. Phys. (4) 23, 671, 1907) erschienenen Arbeit des Verfassers: „Über Reflexion und Absorption von β-Strahlen". In dem Teile über die Aktiniumstrahlung werden bisher noch nicht veröffentlichte Experimente mitgeteilt.

[2]) H. W. Schmidt, Phys. ZS. 7, 764, 1906. Diese Verhandl. 8, 439—445, 1906.

[3]) Phys. ZS. 8, 361, 1907.

wähnte Exponentialgesetz (1) innerhalb sehr weiter Grenzen gilt, wenn z. B. J_d auf den 100. und 1000. Teil von J_0 gesunken ist. Versuche mit Ra E und Ur X ließen erkennen, daß v mit wachsendem d tatsächlich zunimmt. Doch muß noch offen gelassen werden, ob diese Zunahme von v von einem Geschwindigkeitsverlust der Strahlen herrührt oder nur bei den gewählten Versuchsanordnungen durch irgendwelche Nebeneffekte vorgetäuscht wird. Versuche im Magnetfelde, die freilich nur für verhältnismäßig kleine Intensitätsverminderungen durchgeführt wurden, ließen eine Abnahme der Geschwindigkeit mit zunehmender Dicke der durchstrahlten Schicht nicht erkennen.

Bei den erwähnten Versuchen machte sich stets eine Eigenschaft der β-Strahlen bemerkbar, die ich als „Streuung" bezeichnen möchte. Bringt man nämlich in ein wohldefiniertes β-Strahlenbündel eine Platte hinein, so gehen von der Vorder- und Rückseite dieser Platte nach allen Richtungen β-Strahlen aus. Von den englischen Forschern wird diese Strahlung als „Sekundärstrahlung" (secondary radiation) bezeichnet. Ich selbst möchte diese Strahlung als eine „zerstreute Primärstrahlung" ansehen; ich sehe also in den von der Platte wegfliegenden Teilchen solche Teilchen des ursprünglichen Strahlenbündels, die durch die Wechselwirkung zwischen feststehender Materie und bewegten Elektronen aus ihrer ursprünglichen Bahn abgelenkt sind.

Die Ablenkung kann für einzelne Teilchen so groß sein, daß sie direkt ihrer ursprünglichen Richtung entgegenfliegen, daß sie also durch die betreffende Platte gewissermaßen „reflektiert" werden. Wenn wir deshalb aus der hindurchgehenden und der direkten Strahlung die absorbierte Strahlungsenergie berechnen wollen, so müssen wir unbedingt die reflektierte Strahlung berücksichtigen. Und die in dem anfangs erwähnten Exponentialgesetz (1) vorkommende Konstante v, die wir eben lediglich aus der bei verschiedenem d hindurchgehenden Strahlung ableiten, ist gar kein Maß für die absorbierte Strahlung allein, sondern ein Maß für die absorbierte und reflektierte Strahlung.

Unter gewissen vereinfachenden Voraussetzungen läßt sich der Vorgang des Durchganges der β-Strahlen durch materielle Platten theoretisch verfolgen. Zunächst muß man von einer Streuung der Strahlen nach allen Seiten absehen; man muß an-

nehmen, daß sich die β-Teilchen bloß senkrecht auf eine Platte zu- oder von ihr wegbewegen. Ferner soll in der Schicht dx von der hindurchgehenden Strahlung i die Menge $\alpha . i . dx$ absorbiert und die Menge $\beta . i . dx$ reflektiert werden. α und β sind bestimmte Konstanten, der „wahre Absorptions-“ und „Reflexionskoeffizient“. Die reflektierte Strahlung soll sich in bezug auf Absorption und Reflexion genau so verhalten, wie die primäre Strahlung. Man kommt dann formal zu ganz ähnlichen Bedingungen, wie sie für den Durchgang von Lichtstrahlen durch ein System gleicher paralleler Platten — etwa eine Glassäule — gelten. Bei diesem optischen Problem muß man sämtliche, an den einzelnen Oberflächen stattfindenden Reflexionen und Brechungen berücksichtigen; bei unserem elektrischen Problem haben wir darauf zu achten, daß wir es nicht mit Oberflächenreflexionen, sondern Volumreflexionen in unendlich vielen, unendlich dünnen Schichten zu tun haben.

Die hier gültigen Differentialgleichungen, deren Ableitung in der erwähnten Annalenarbeit gegeben ist, lauten:

$$\frac{d\varrho}{dx} = \beta\delta^2, \quad \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

$$\frac{d\delta}{dx} = -(\alpha + \beta)\delta + \beta . \delta . \varrho, \quad \ldots \ldots \quad 3)$$

wo ϱ die reflektierte, δ die hindurchgehende Strahlungsenergie und x die durchstrahlte Schichtdicke bedeutet. Die Lösung dieser Differentialgleichungen läßt sich in der Form schreiben:

$$\varrho = \frac{p(1 - e^{-2\mu x})}{1 - p^2 e^{-2\mu x}}, \quad \ldots \ldots \quad 4)$$

$$\delta = \frac{e^{-2\mu x}}{1 - p^2 . e^{-2\mu x}}(1 - p^2), \quad \ldots \ldots \quad 5)$$

wo die hier auftretenden Konstanten μ und p mit α und β durch die Gleichungen verbunden sind:

$$\alpha = \mu \cdot \frac{1-p}{1+p} \text{ und } \beta = 2\mu \cdot \frac{p}{1-p^2} \cdot \quad \ldots \quad 6)$$

Die in Gleichung (4) und (5) vorkommenden Konstanten μ und p haben deshalb besonderes Interesse, da sie experimentell leicht zu ermitteln sind. Wird $x = \infty$, so wird aus (4):

$$\varrho = p.$$

p ist also der Teil der einfallenden Strahlungsintensität, der von einer sehr dicken Platte reflektiert wird. — Da p stets kleiner ist als 1, kann für nicht zu kleine x in (5) $p^2 . e^{-2\mu x}$ gegen 1 vernachlässigt werden. Dann wird:

$$\delta = (1 - p^2) e^{-\mu x} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

Für nicht zu kleine x klingt also δ nach einem reinen Exponentialgesetz ab. Das ist eine längst bekannte Tatsache, die in Gleichung (1) ihren mathematischen Ausdruck gefunden hatte. μ in Gleichung (7) ist also für nicht zu kleine x mit der Konstanten ν in Gleichung (1) identisch.

Man hat μ bzw. ν, wie erwähnt wurde, bisher stets als „Absorptionskoeffizienten" bezeichnet. Da μ jedoch ein Maß für die absorbierte und reflektierte, also für die in einer bestimmten Richtung verlorene Strahlung ist, möchte ich für diese leicht zu ermittelnde Konstante die Bezeichnung „Verlustkoeffizient" vorschlagen [1]).

Die Gültigkeit der Gleichung (4) und (5) konnte experimentell bestätigt werden. Eine mit der aktiven Materie bedeckte Aluminiumplatte wurde auf das Zerstreuungsgefäß eines früher beschriebenen Blattelektrometers gelegt [2]). Bei den Absorptionsmessungen wurde das absorbierende Material in dünnen Platten zwischen die aktivierte Seite der Aluminiumplatte und das oben offene Zerstreuungsgefäß geschoben. Die jedesmal durchgelassene Strahlung δ war dann der Wanderungsgeschwindigkeit des Blättchens proportional. Bei den Reflexionsmessungen wurde die nach oben gewandte aktive Seite mit dem zu untersuchenden Material bedeckt und der reflektierte Teil der Strahlung aus dem Zuwachs der Zerstreuung im Elektrometer bestimmt.

Aus den mit Uran X gemachten Versuchen ging tatsächlich hervor, daß die Gleichungen (4) und (5) verhältnismäßig gut mit dem Experiment übereinstimmen. Außerdem ergaben sich merkwürdige Gesetzmäßigkeiten für die Strahlungskonstanten μ und p, bzw. α und β. Ich hielt es deshalb für gut, die Untersuchungen auf einen anderen β-Strahler, nämlich Aktinium B, auszudehnen.

---

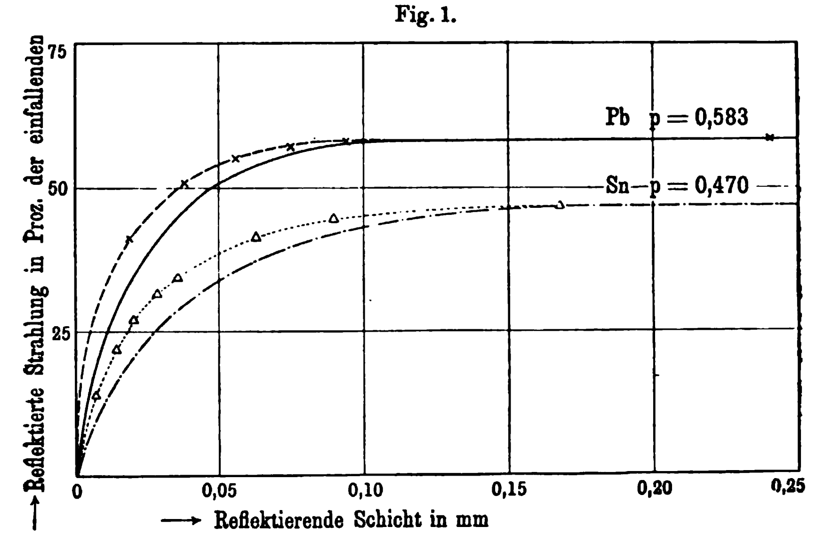
[1]) Noch besser wäre es vielleicht, für $\frac{1}{\mu}$ die Bezeichnung „Durchdringungsfähigkeit" zu gebrauchen.

[2]) H. W. Schmidt, Phys. ZS. 6, 561, 1905.

Über die Einzelheiten dieser Untersuchung möchte ich die folgenden Angaben machen.

Als aktive Materie wurde etwa $^1/_4$ g GIESELsches Emanium benutzt. Das bräunliche Pulver wurde mit etwas Kopallack und Chloroform zu einer breiigen Masse angerührt und in dünner Schicht mit einem Pinsel auf eine Aluminiumplatte von 0,095 mm Dicke aufgetragen. Das Aktinium bedeckte in dünner Schicht eine Kreisfläche von 8 cm Durchmesser. Da es nicht völlig fest auf der Unterlage anhaftete, wurde bei den Absorptionsmessungen

Fig. 1.



die aktivierte Platte in dünne Aluminiumfolie eingewickelt. Bei Messung der reflektierten Strahlung wurde diese Folienhülle, um irgendwelche Beeinflussung durch sie zu vermeiden, nicht benutzt.

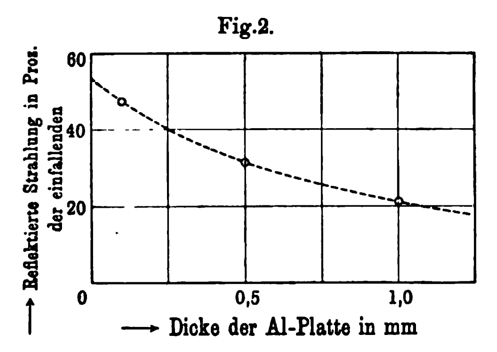
Bei den Reflexions- und Absorptionsmessungen wurden genau dieselben Metallplatten untersucht, wie bei den Versuchen mit Uran X.

Bei den meisten Metallen begnügte ich mich mit der Bestimmung der maximalen Strahlungsenergie p. Von jedem Metall sind zwei Beobachtungsreihen aufgenommen, die im Maximalfall um höchstens 1 Proz. (der einfallenden Strahlungsenergie) von einem gemeinsamen Mittelwert abweichen. Bei Blei und Zinn, die in sehr dünnen, gleichmäßigen Blättchen zur Verfügung

standen, wurde die Abhängigkeit der reflektierten Strahlung von der Filterdicke untersucht. Die Resultate sind in Fig. 1 vereinigt. Wir ersehen daraus, daß, genau wie bei den Versuchen mit Ur X, die experimentell gefundenen Kurven der reflektierten Strahlung schneller ansteigen als die theoretischen.

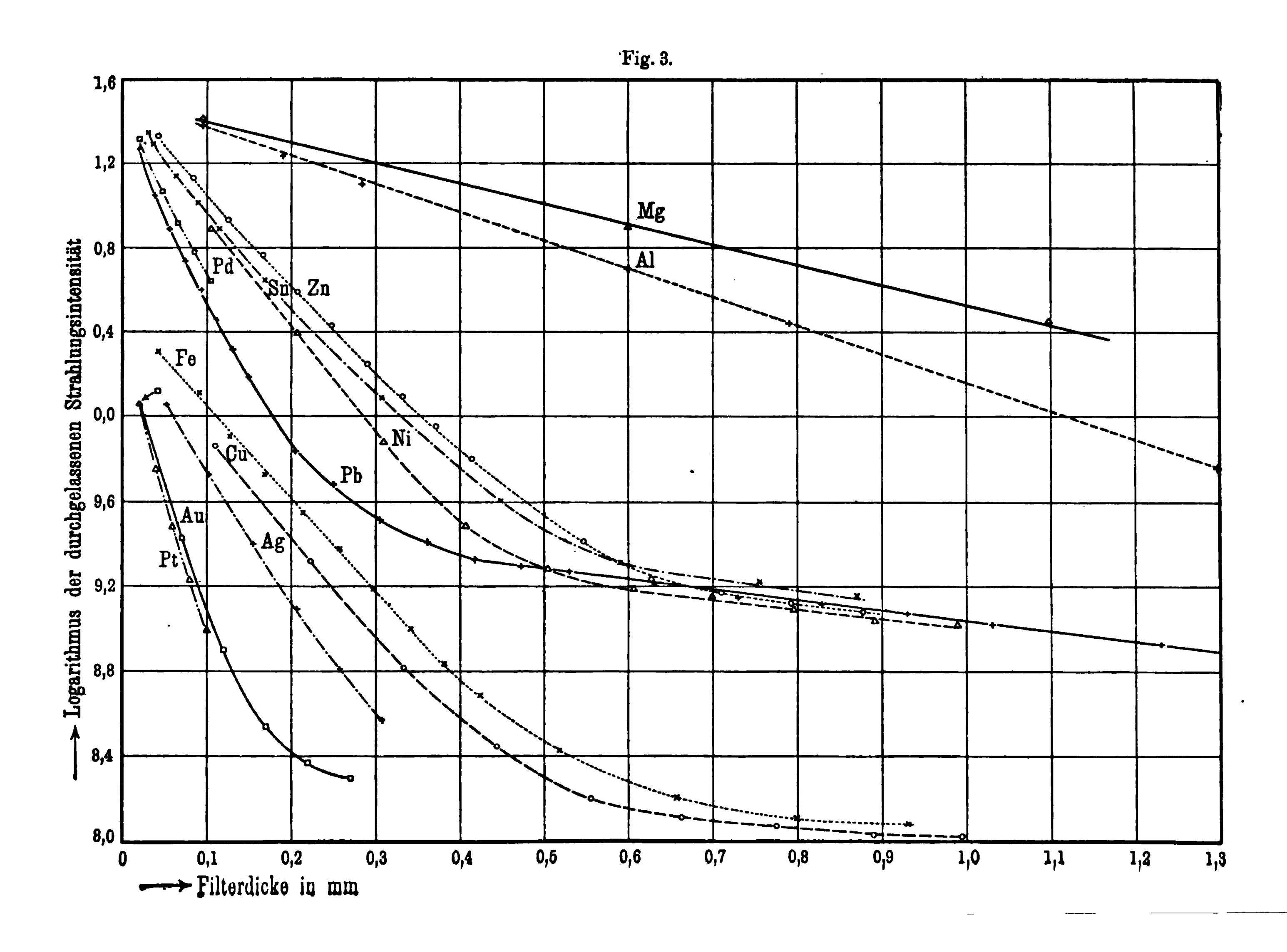
Um den Einfluß der Aluminiumplatte, die als Unterlage für die aktive Materie dient, zu untersuchen, wurden noch weitere Aluminiumplatten zwischen Zerstreuungsgefäß und aktive Platte geschoben und die jeweils reflektierte Strahlung ermittelt. Die Resultate gehen aus Fig. 2 hervor. Man sieht daraus, daß die von einer dicken Zinnplatte reflektierte Strahlung mit zunehmender Dicke des durchstrahlten Aluminiums scheinbar abnimmt. Auch das hatten wir bei den Uranstrahlen gefunden, und wir hatten damals betont, daß nach der Theorie eine scheinbare Zunahme der reflektierten Strahlung folgen müßte. Der Unterschied zwischen Theorie und Experiment kann gerade so wie bei den in Fig. 1 beschriebenen Versuchen bedingt sein durch die Nichtberücksichtigung der Streuung in dem theoretischen Ansatz oder dadurch, daß die Durchdringungsfähigkeit der β-Teilchen mit dem durchlaufenen Weg der Teilchen etwas abnimmt. Die reflektierten Teilchen müssen nämlich im Durchschnitt einen größeren Weg zurücklegen, als die direkt hindurchgehenden, und deshalb einen größeren Geschwindigkeitsverlust erleiden.

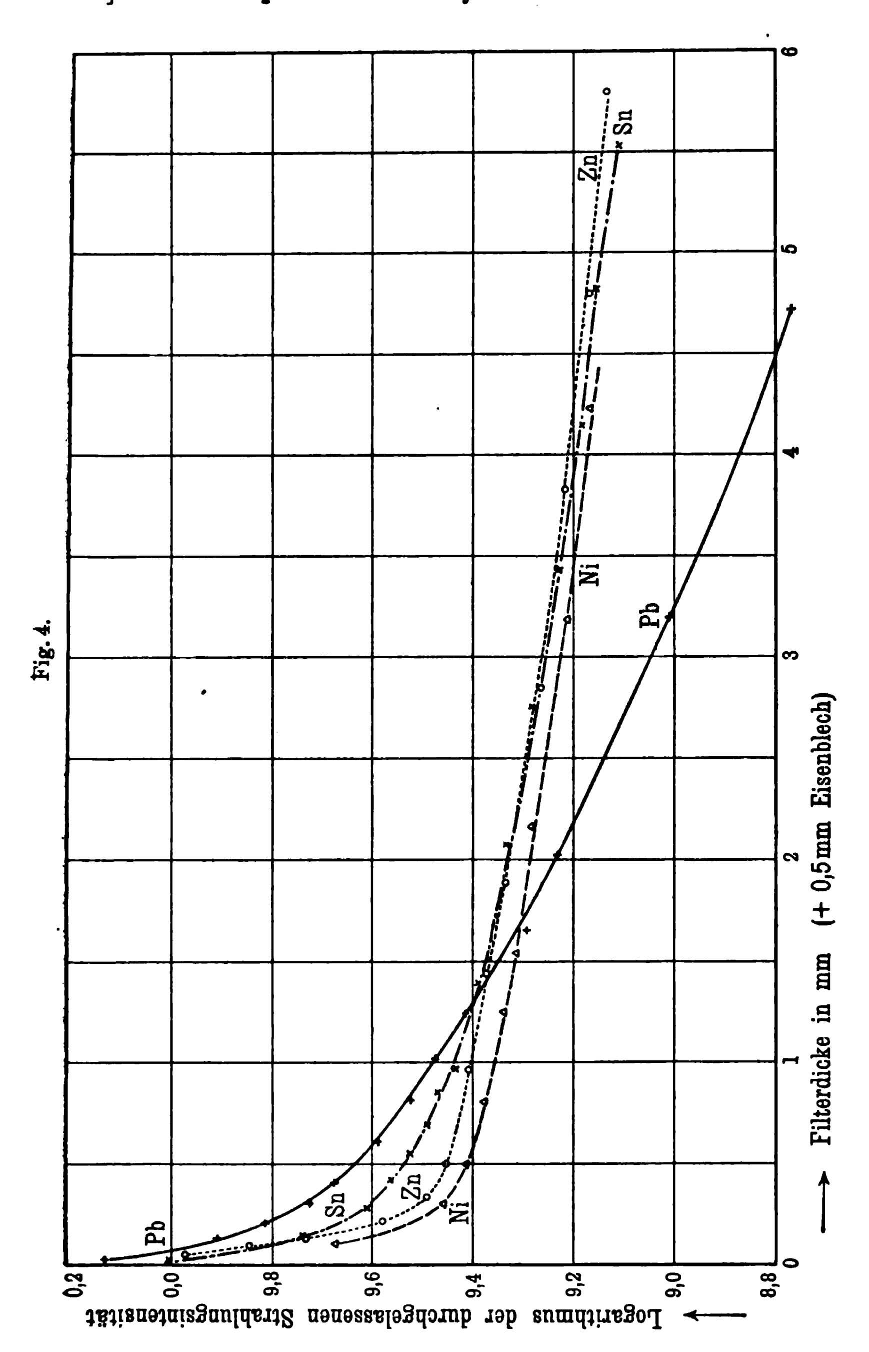
Fig. 2.



Bei den Messungen der durchgehenden Strahlung stand bei den meisten der untersuchten Metalle eine genügende Anzahl von hinreichend dünnen Folien bzw. Blechen zur Verfügung. Nur die Kobalt- und Wismutplatten waren zu dick, um aus den gefundenen Zahlen direkt den Verlustkoeffizienten μ bestimmen zu können. Doch ließ sich aus Vergleich mit Eisen und Blei, die sich in bezug auf Absorption und Reflexion ganz ähnlich wie die genannten Metalle verhalten, feststellen, daß die Aktiniumstrahlen

Fig. 3.


Mg
Al
Pd
Sn
Zn
Fe
Ni
Cu
Pb
Au
Ag
Pt
1,6
1,2
0,8
0,4
0,0
9,6
9,2
8,8
8,4
8,0
0
0,1
0,2
0,3
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1,0
1,1
1,2
1,3
Logarithmus der durchgelassenen Strahlungsintensität
Filterdicke in mm



Pb
Sn
Zn
Ni
0
1
2
3
4
5
6
0,2
0,0
9,8
9,6
9,4
9,2
9,0
8,8
Logarithmus der durchgelassenen Strahlungsintensität
Filterdicke in mm (+ 0,5 mm Eisenblech)

Fig. 4.

Kobalt etwas schwerer als Eisen, und Wismut etwas leichter als Blei durchdringen.

Die Resultate sind in Fig. 3 zusammengestellt [1]). Wir ersehen daraus, daß für einige Metalle, die in genügend dünnen Platten untersucht werden konnten, eine anfängliche Abweichung vom Exponentialgesetz für kleine Filterdicken statthat. Freilich kommt diese Abweichung kaum zur Geltung, da sich neben den weichen β-Strahlen sehr bald eine härtere Strahlung bemerkbar macht. Die Berechnung des μ aus den gefundenen Zahlen oder den gezeichneten Kurven ist deshalb nicht mit übermäßig großer Genauigkeit durchzuführen [2]).

Die Natur der härteren Strahlung des Aktiniums konnte vorläufig nicht näher untersucht werden. Nur das wurde festgestellt, daß sie aus mehreren Strahlengruppen mit verschiedenem Durchdringungsvermögen bestehen muß. Das ist besonders aus Fig. 4 zu ersehen, in der das Durchdringungsvermögen für ziemlich dicke Filter untersucht ist. Als Strahler wurden hier $^3/_4$ g Aktinium benutzt, die in einem Eisenkästchen von etwa 0,5 mm Wandstärke eingeschlossen waren. Dieses Kästchen und das Zerstreuungsgefäß hatten bei den mitgeteilten Beobachtungssätzen eine feste Lage zueinander; sämtliche Werte sind also miteinander vergleichbar.

Aus Fig. 3 und 4 ist zu ersehen, daß sich die gefundenen Kurven teilweise schneiden. In Fig. 4 läuft z. B. die Bleikurve bis zu etwa 1,5 mm Filterdicke (+ 0,5 mm Eisenblech) über den Kurven der anderen Metalle, bei größeren Filterdicken darunter. Das läßt sich durch zwei Annahmen erklären: entweder ist für das Blei eine bestimmte Strahlengruppe weniger, eine andere Strahlengruppe mehr durchdringend als für die sonst untersuchten Metalle, oder es werden durch die Strahlen bestimmte Sekundärstrahlen ausgelöst, deren Intensität vielleicht von dem Atomgewicht der durchsetzten Metalle abhängig ist. Dafür spricht,

[1]) Die Kurven für Mg, Al, Zn, Sn, Ni, Pd und Pb in Fig. 3 sind direkt miteinander zu vergleichen. Für die übrigen Metalle ist statt $\log J$ der um $(\log 10) = 1$ verminderte $\log J$ eingetragen.

[2]) Um die Formel (5) experimentell zu prüfen, ist $Ac\,B$ auch deshalb wenig geeignet, weil bei ihm mit abnehmender Filterdicke bald das große Durchdringungsvermögen seiner α-Strahlen stört.

daß sich bei einer Filterdicke von etwa 0,5 mm (+ 0,5 mm Eisenblech) die Strahlungsintensitäten in derselben Reihenfolge ordnen wie die Atomgewichte der Metalle (Pb 206, Sn 118, Zn 65,3, Ni 58,7). Für größere Filterdicken nimmt die Intensität der durchgelassenen Strahlung mit zunehmender Dichte der durchsetzten Metalle ab (Zn 7,19, Sn 7,30, Ni 8,90, Pb 11,4). Für die Absorption der bei sehr dicken Filtern hindurchgehenden Strahlung würde dann wieder die Dichte des durchsetzten Metalles maßgebend sein.

In der jetzt folgenden Tabelle sind die aus den Versuchen bestimmten Konstanten μ und p und die daraus mit Hilfe von Gleichung 6) berechneten Konstanten α und β vereinigt.

Durchgang von Aktinium-β-Strahlen durch Materie.

A Atomgewicht, D Dichte, μ „Verlustkoeffizient“, p maximale reflektierte Strahlung, α „wahrer Absorptionskoeffizient“, β „Reflexionskoeffizient“.

	A	D	μ in cm^{-1}	$100p$	α in cm^{-1}	β in cm^{-1}	$\frac{\alpha}{D}$	$\frac{\beta}{D}$	$\frac{\alpha}{D}\cdot\sqrt[3]{A}$	$\frac{100\beta}{A.D}$
Mg	24,3	1,74	22,0	20,4	14,5	9,4	8,34	5,40	24,0	22,2
Al	27,0	2,65	30,6	21,8	19,7	13,9	7,42	5,25	22,3	19,5
Fe	56,0	7,80	98,5	33,4	49,2	74,1	6,31	9,51	24,1	17,0
Ni	58,7	8,90	114	34,3	55,7	89,0	6,26	10,0	24,4	17,0
Co	59,3	8,5	105	34,2	51,5	81,4	6,06	9,59	23,6	16,2
Cu	63,4	8,93	112	35,2	53,6	90,0	6,01	10,07	24,0	15,9
Zn	65,3	7,19	94,5	36,6	43,8	79,6	6,10	11,1	24,7	17,0
Pd	106	11,9	168	45,8	62,5	195	5,25	16,3	24,8	15,4
Ag	108	10,5	150	46,9	54,2	180	5,17	17,2	24,6	15,8
Sn	118	7,3	106	47,0	38,2	129	5,23	17,7	25,7	15,0
Pt	195	21,5	316	57,6	85	546	3,95	25,4	22,9	13,0
Au	197	19,3	298	58,3	78,5	526	4,06	27,2	23,7	13,8
Pb	206	11,4	172	58,3	45,3	304	3,97	26,7	23,5	13,0
Bi	208	9,8	156	60,0	39,0	293	3,98	29,9	23,5	14,4

Wir ersehen aus dieser Tabelle, in der die Metalle nach steigendem Atomgewicht geordnet sind, daß p im allgemeinen mit wachsendem Atomgewicht zunimmt[1]. Eine gleiche, freilich nicht

[1] Eine sehr schwach angedeutete Ausnahmestellung, die innerhalb der Beobachtungsfehler liegt, zeigt Ni. Bei Uranstrahlen ist diese Ausnahmestellung viel ausgeprägter. Sie ist deshalb von Interesse, weil Ni für den Durchgang von Röntgenstrahlen durch Materie ein ähnliches Verhalten zeigt.

sehr regelmäßige Zunahme gilt für $\frac{\mu}{D}$ (in der Tabelle nicht ausgewertet). $\frac{\alpha}{D}$ nimmt im allgemeinen mit steigendem Atomgewicht ab, $\frac{\beta}{D}$ zu. Die Größen $\frac{\alpha}{D}\sqrt[3]{A}$ schwanken um einen Mittelwert 24,0 herum, die Größen $\frac{100\,\beta}{A\,D}$ zeigen im allgemeinen mit wachsendem Atomgewicht eine abnehmende Tendenz.

Wenn wir diese für die β-Strahlen von Aktinium gefundenen Zahlen mit denen vergleichen, die wir früher für die β-Strahlen von UrX gefunden hatten, so sehen wir, daß μ hier im Durchschnitt um etwa 1,7 mal größer und p im Durchschnitt um etwa 1,2 mal kleiner ist als die entsprechenden Werte dort. Für α und β gelten für beide Strahlenarten ähnliche Gesetzmäßigkeiten. Interessant ist vor allem, daß bei den Uranstrahlen die Größen $\frac{\alpha}{D}\cdot\sqrt[3]{A}$ um den Mittelwert 11,2 und $\frac{100\,\beta}{A\,D}$ um den Mittelwert 12,4 herum schwanken. Da es nun nicht ausgeschlossen ist, daß bei den Aktiniumstrahlen die Abnahme von $\frac{\beta}{A\,D}$ mit steigendem Atomgewicht durch prinzipielle Fehler in der Bestimmung von p bedingt ist[1]), so haben wir vielleicht in den Größen $\frac{\alpha}{D}\sqrt[3]{A}$ und $\frac{\beta}{A\,.\,D}$ universelle, für eine bestimmte β-Strahlenart geltende Konstanten vor uns. Entschieden darf man aber das behaupten, daß für den Durchgang der β-Strahlen durch Materie im wesentlichen nur die Geschwindigkeit der β-Teilchen und die Dichte und das Atomgewicht der durchstrahlten Substanz maßgebend ist.

Falls $\frac{\alpha}{D}\cdot\sqrt[3]{A} = c_1$ und $\frac{\beta}{A\,.\,D} = c_2$ wirklich universelle Konstanten sind, können wir schreiben:

---

[1]) Aus Fig. 2 ist ersichtlich, daß p infolge der Wirkung der Aluminiumplatte zu klein bestimmt wird. Wenn nun jedes p in der Tabelle mit dem gleichen Faktor multipliziert wird, so wird der Nenner $(1-p^x)$ in Gleichung 6) nur dann wesentlich kleiner werden, wenn p groß ist. Es wird β also nur bei großem p größer werden, dagegen bei kleinem p so gut wie unverändert bleiben.

$$\alpha = c_1 \frac{D}{\sqrt[3]{A}} \quad \text{und} \quad \beta = c_2 . A . D \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8)$$

Nun ist:

$$D \sim N . A,$$

wo N die Anzahl der Atome im Cubikcentimeter bedeutet. Nimmt man an, daß die Atome der verschiedenen Elemente kugelförmige Gestalt haben und aus dem gleichen Grundstoff aufgebaut sind, so ist:

$$A \sim {}^4/_3 \pi r^3,$$

wo r den Radius des kugelförmigen Atoms bedeutet. Führt man diese Werte in die Gleichung 8) ein, so wird:

$$\alpha = c_1' N . \pi r^2 \quad \text{und} \quad \beta = c_2' A . N . {}^4/_3 \pi r^3,$$

wo c_1' und c_2' ebenfalls universelle Konstanten bedeuten. α ist also proportional der „Querschnittssumme" aller Atome[1]). Das erscheint sehr plausibel. Denn die Anzahl der aufgehaltenen Teilchen, d. h. die absorbierte Menge, wird proportional sein der Gesamtfläche $N . \pi r^2$, die sich ihnen beim Durchgang durch Materie entgegenstellt. Die Abhängigkeit des Reflexionskoeffizienten β von den Konstanten eines Atoms ist vielleicht so zu erklären, daß die reflektierte Strahlung proportional ist einmal der anziehenden Masse eines Atoms, d. h. A, und ferner dem ganzen von den Atomen eingenommenen Raum, d. h. $N . {}^4/_3 \pi r^3$.

Gießen, im September 1907.

---

[1]) Vgl. O. E. Meyer, Die kinetische Theorie der Gase, 2. Aufl., Kap. X. Breslau 1899.

Über gleitende Entladung;

von Max Toepler.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 16. September 1907.)

(Vgl. oben S. 365.)

„Gleiten" von Entladung war schon lange als Kuriosum bekannt (z. B. auf Metallpulvern, Ruß, Gips, Wasseroberflächen, bei hohen Spannungen auch auf Isolatoren). Obgleich zahlreiche einzelne Beobachtungen vorliegen (ANTOLIK, SPIES, RIGHI, SKINNER und WURZ, OBERMAYER), fehlten systematische, umfassendere Messungen. Diese wurden vor einiger Zeit von mir in Angriff genommen. Nachstehend sei ein Überblick über die bisher erhaltenen Resultate gegeben, unter Vorzeigen einiger Versuche.

Versuchsanordnung.

Das Gebiet der Möglichkeiten von Gleitfunkenerzeugung ist so groß, daß eine Beschränkung nötig war. Nach Orientierung über den Einfluß der Art der Elektrizitätszufuhr zu den Polen [1]) ergab sich als einfachster Fall: Plötzliches Anlegen konstanter Potentialdifferenz an die Pole (derart erzeugte habe ich „Gleitfunken erster Art" genannt). Dieser Fall wurde dann allein weiter untersucht.

Fig. 1 gibt schematisch die meist benutzte Versuchsanordnung.

M vielplattige Influenzmaschine.

F Hauptfunkenstrecke (zugleich Meßmittel für die Spannung an den Gleitfunkenpolen p_1 und p_2).

C_1 C_2 zwei gleiche Batterien.

W großer Wasserwiderstand (stets $>$ 3 Mill. Ohm).

$p_1 p_2$ die Pole, welche bei Funkenausbruch in F plötzlich für einige Zeit konstante Spannung erhalten.

---

[1]) M. TOEPLER, Wied. Ann. 66, 1061, 1898.

In Fig. 2 ist eine andere Anordnung gegeben, welche dann benutzt wurde, wenn große Kapazität erforderlich war (hier hat man bei gleicher Flaschenzahl die vierfache Kapazität).

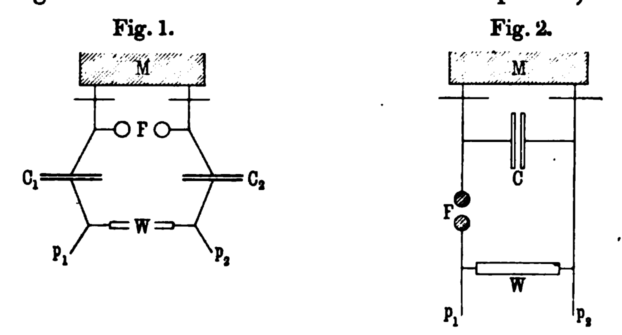


Fig. 1. Fig. 2.

Außer der angegebenen wurde dann noch folgende Einschränkung eingeführt. Da es sich zeigte, daß, wo Polarität in Frage kam, positive und negative Gleitfunken im wesentlichen nur quantitativ Verschiedenes gaben, so wurden nur positive eingehender untersucht.

Versuchsergebnisse.

Gruppe I. Gleitfunken auf der blanken Oberfläche von Isolatoren (Glas, Glimmer usw.).

A. Platten mit schmalen Belagstreifen (z. B. Stanniol) auf Rückseite (vgl. Fig. 3).

Ist die an $p_1 p_2$ plötzlich angelegte Spannung P klein, so wird um den Pol p_1 ein beschränktes ovales Gebiet durch zahllose Leuchtfäden, die geradlinig, radial, direkt von p_1 durch die Luft gehen, geladen. Überschreitet P einen bestimmten, von der Plattendicke abhängigen Wert, so bricht aus dem Oval gleitende Entladung in Richtung des rückseitigen Streifens hervor. Der Prozeß dieser gleitenden Entladung ist folgendermaßen zu denken: An der Oberfläche herrscht überall eine p_1 abgewandte Feldkomponente. Es entstehen auch jetzt zunächst die p_1 umgebenden Leuchtfäden, ein ovales Gebiet um p_1 bedeckend. Aus diesem Ovale schießt dann aber, einen der vorher gebildeten

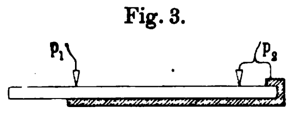


Fig. 3.

Leuchtfäden des Ovals als Bahn benutzend, ein Büschel heraus; der benutzte Leuchtfaden wird zum Stiele des Büschels und das Büschel endet seinerseits in zahllose die Oberfläche weiterhin ladende Leuchtfäden. An dieses erste Büschel setzt sich, genügende Spannung vorausgesetzt, ein weiteres in analoger Weise an, und so schreitet das Büschelwachsen stoßweise fort. Die so eintretende Spannungsverteilung längs der Isolatoroberfläche während verschiedener Stadien des Wachsens dürfte etwa die in Fig. 4 dargestellte sein. Schließlich entsteht entweder, wenn das wachsende Büschel den zweiten Pol p_2 (oder bei anderer Versuchsanordnung ev. ein Büschel entgegengesetzten Vorzeichens) erreicht, ein Kurzschluß zwischen p_1 und p_2, d. h. ein laut knallender Funken,

Fig. 4.

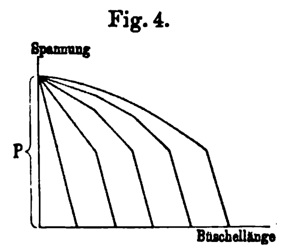
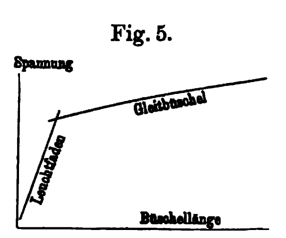


Fig. 5.



oder aber die Gesamtspannung P reicht schon vorher nicht mehr hin, um unter Deckung des Gefälleverbrauches längs des Hauptstieles noch einen weiteren Durchbruch durch das letzte Büschel zu erzwingen. Diese größte Gleitbüschel- oder Gleitfunkenlänge wurde nun für zahlreiche Versuchsverhältnisse gemessen [1]). Sie gehorcht, entsprechend den geschilderten verschiedenartigen Prozessen, zwei verschiedenen Gesetzen für die Abhängigkeit dieser Länge von der Spannung (vgl. Fig. 5):

1. Büschel (besser Leuchtfäden) nur direkt durch Luft; Länge nahe proportional der Spannung, unabhängig von der Plattendicke.

2. Büschel gleitend; Länge proportional P^4 (bis P^5), abnehmend mit der Plattendicke.

Beide sind fast unabhängig von Material, von Oberflächenrauhung, Bestäubung, Feuchtigkeit; beide Prozesse erfolgen also in der Luft [2]).

---

[1]) M. Toepler, Ann. d. Phys. (4) 21, 193, 1906, sowie (4) 23, 867, 1907.

[2]) Bemerkenswerte Beobachtungseinzelheiten: a) Das Gesetz Länge proportional P^4 ist bestätigt für Glimmerplatten von 1 : 140 mm Dicke bis zu

Durch Kombination von Messung der Wachstumsgeschwindigkeit mit der Messung der Büscheldimensionen während des Büschelwachstums wurde folgendes wichtige Grundgesetz gefunden:

Der Widerstand (definiert als Gefälle: Stromstärke) des Büschelstieles ist während des Büschelwachsens umgekehrt proportional der durch den Stiel geflossenen gesamten Elektrizitätsmenge.

Dieses Gesetz dürfte auch allgemein für Büschelstiele im Raume und Funkenkanäle von kurzer Existenzdauer gelten.

B. Gleitfunken auf innen belegten Glasrohren[1]).

Hier sind die Verhältnisse insofern wesentlich vereinfacht, als die Breite der jeweils geladenen Fläche konstant ist (nicht der Selbstregulierung beim Wachstumsprozesse überlassen bleibt, wie auf Platten); im übrigen ergibt sich sonst qualitativ das gleiche wie auf Platten. Also auch hier wieder:

1. Büschel direkt, Länge proportional Spannung, fast unabhängig von Rohrstärke.

2. Dann gleitend, Länge hier proportional etwa P^3 [2]).

Auf Rohren wurde als wichtiges allgemeines Gesetz gefunden:

Die Gleitfunkenlänge ist bei gleicher angelegter Spannung auf verschiedenen Rohren proportional der Kapazität der Rohrlängeneinheit.

Dies Gesetz ist, wie weiter nachgewiesen wurde, der spezielle Ausdruck des allgemeineren auch für Gleitfunken auf Platten gültigen:

Die Gleitfunkenlänge ist (extrem breite Büschel ausgeschlossen) proportional der mittleren Kapazität der

---

Glasplatten von 8 mm Stärke. b) Mit nur 8 KV sind auf Platten passender Dicke bis zu 16 cm Gleitfunken beobachtet, was wegen ev. Kurzschlußgefahr für die Technik zu beachten ist. c) Die Wachstumsgeschwindigkeit (aus Schallwelle durch Schlierenbeobachtung geschlossen) für gleitende Büschel wurde bis zu 10^7 cm/sec festgestellt.

[1]) M. Toepler, Abhandl. der naturw. Gesellschaft, Isis, Dresden, 1907.

[2]) Bemerkenswerte Beobachtungseinzelheiten: a) Die gleitende Entladung folgt gebogenen Rohren als Leitlinien, z. B. mehreren Windungen einer Spirale. b) Auffallend lange Funken sind hier leicht herstellbar (mit 50 KV wurden bis zu 2 m lange Gleitfunken auf passenden Rohren erhalten).

Bahnlängeneinheit (letztere gleich Kapazität der Oberflächeneinheit mal selbstregulierter Büschelbreite).

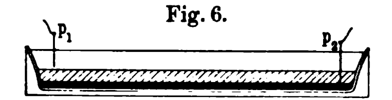
C. Weitere Fälle (elektrische Rose).

An die behandelten schließen sich noch weitere wichtige Fälle eng an.

Stehen beide Pole p_1 und p_2 frei auf der Oberseite der Platte (oder eines Rohres), deren Rückseite einen unter den Polen hinlaufenden isolierten Belagstreifen trägt (d. h. also ist Potentialanordnung symmetrisch), so bildet sich von jedem Pole aus ein Büschel. Die Länge dieser Büschel ist ebenso groß, als wäre bei unsymmetrischer Polanordnung (oben Fall A.) die halbe Potentialdifferenz angelegt.

Ferner lassen sich für die Größenverhältnisse (Radien) der sog. elektrischen Rose auf Platten leicht Beziehungen zu den behandelten Fällen angeben, ebenso für die Breite der sog. Sprühzone um die Belege von Leidener Flaschen, eine Größe, die ja bei der Telegraphie ohne Draht (Resonanz von Flaschenschwingungen) eine gewisse technische Rolle spielt [1]).

Fig. 6.



Gemeinsam und charakteristisch für die vorangehend besprochene erste Gruppe ist eine bestimmte wesentliche Kapazität der Bahn bei unwesentlich kleiner Leitfähigkeit derselben.

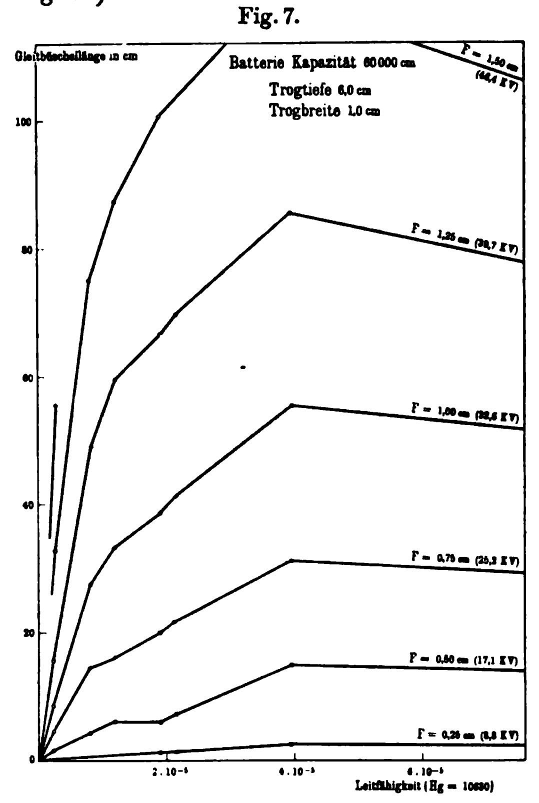
Gruppe II. Gleitfunken auf Halbleiteroberflächen (Wasser, wässerige Lösungen, Schiefer, Basalt usw.).

Auch wieder beschränken sich meine Messungen auf Gleitfunken erster Art, d. h. plötzlicher Anlegung konstanter Potentialdifferenz. Die Versuchsanordnung war also wieder die von Fig. 1

[1]) Trotz des umfangreichen, vorangehend kurz zusammengefaßten Beobachtungs- und Messungsmaterials fehlt doch noch vieles. — Experimentell fehlen Messungen bei verschiedenen Drucken, bei verschiedener Temperatur (orientierende Versuche ergaben Zunahme der Länge mit der Temperatur, etwas langsamer als proportional), in verschiedenen Gasen (orientierende Versuche ergaben cet. par. in Wasserstoff wesentlich längere, in feuchter Luft und Wasserdampf dagegen wesentlich kleinere Gleitfunkenlängen als in gewöhnlicher Luft). — Theoretisch fehlt vor allem die Ableitung der gefundenen Gesetze für die größte erreichbare Gleitfunkenlänge aus dem Elementargesetz für den Widerstand unter Zuhilfenahme der Gesetze der Molisierung. — Schließlich fehlt auch noch alles Material für Wechselstrom mit verschiedenen Wechselzahlen; hierher gehörige Messungen wären von hohem technischen Interesse.

oder von Fig. 2. Als einfachster Fall wurde bisher im wesentlichen nur die Gleitbüschelbildung in einem schmalen Troge untersucht (vgl. Fig. 6 [1]).

Fig. 7.



Bei den Versuchen traten mehrere erschwerende Umstände auf:

1. Die große Zahl der Variablen, um die wesentlichsten zu nennen, Trogbreite, Trogtiefe, Leitfähigkeit der Flüssigkeit, angelegte Spannung;

[1]) Zwischen zwei durch Holzklötze in gewünschtem Abstande (meist 1 cm) gehaltene Spiegelglasstreifen (teils 10 cm breit, 120 cm lang, 0,6 cm stark; teils 15 cm breit, 200 cm lang, 0,6 cm stark) wird ein starker Gummischlauch $g_1 g_2$ gepreßt. Derselbe ist derart verlegt (an den Enden nach oben gebogen), daß ein Trog entsteht, in welchen zunächst eine etwa 1 cm hohe Quecksilberschicht gegossen wird und dann der Halbleiter (Kochsalzlösung von gewünschter Konzentration). Die Schichttiefe für letzteren konnte leicht variiert werden und wurde 1 bis 8 cm groß gewählt.

2. daß die Flüssigkeitsoberflächengebiete durch die gleitenden Büschel leitender gemacht werden (sehr merklich bei Lösungen geringer Leitfähigkeit); es entsteht hier offenbar oberflächlich eine Lösung einer Stickstoffverbindung aus der Luft;

3. daß schon bei relativ kleiner Leitfähigkeit die abfließende Elektrizitätsmenge während der Büschelbildung so groß ist, daß zum Konstanthalten der Spannung ungeheuer große Kapazität der Batterien erforderlich ist. Fig. 7 zeigt als Beispiel die Abhängigkeit der Gleitbüschellänge von der Konzentration bei verschiedener Spannung, aber konstanter Kapazität (60 000 cm) bei einer Flüssigkeitstiefe von 6 cm (Trogbreite 1 cm).

Wie man sieht, sind hier zwei Fälle unterscheidbar:

Genügende Kapazität (Fig. 7 links).	Ungenügende Kapazität (Fig. 7 rechts).
Spannung ist während der vollen Ausbildung des Büschels nahezu konstant.	Spannung sinkt während des Wachstumsprozesses wesentlich.

Es wurden gefunden:

Gesetze für den ersten Fall (genügende Kapazität):

a) Die Gleitbüschellänge ist unabhängig von der Kapazität.

b) Die Gleitbüschellänge ist proportional der Leitfähigkeit.

c) Die Gleitbüschellänge ist umgekehrt proportional der Trogtiefe (vgl. Fig. 8).

d) Die Gleitbüschellänge ist proportional dem Quadrate der Spannung (recht genau erfüllt).

Die Gesetze b) und c) sagen zusammengefaßt: Die Gleitbüschellänge ist proportional der Leitfähigkeit der Bahnlängeneinheit. Dieses Gesetz steht in engster Analogie mit dem Gesetze des Proportionalitätszusammenhanges zwischen Länge und Kapazität der Längeneinheit in der ersten Gruppe.

Gefundene Gesetze für den zweiten Fall (ungenügende Kapazität):

a) Die Gleitbüschellänge ist recht genau proportional der Quadratwurzel aus der Kapazität.

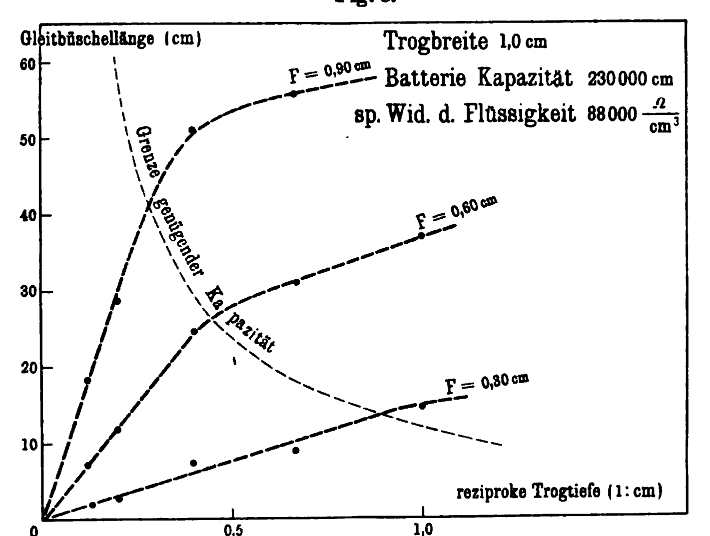
b) Die Gleitbüschellänge nimmt mit wachsender Leitfähigkeit nur ganz langsam ab.

c) Die Gleitbüschellänge ist angenähert unabhängig von der Trogtiefe (erst bei kleineren Tiefen als 1 cm Einfluß bemerkbar).

d) Die Gleitbüschellänge ist proportional der Spannung (erst etwas rascher wachsend, dann aber recht genau geltend).

Auch aus der vorliegenden Gruppe II ist aus dem behandelten einfachsten Falle leicht auf andere zu schließen. Von Bedeutung sind hier vor allem folgende beiden Fälle: Beide Pole stehen auf

Fig. 8.



einer ausgedehnten Halbleiterplatte (Wasser, Schiefer, Basalt, feuchtem Holzfußboden usw.) verschiedener Dicke, deren Rückseite in einem Falle metallisch leitend (belegt), im zweiten unbelegt ist. Letzterer Fall ist wegen der Häufigkeit seines Vorkommens für Beurteilung von Kurzschlußgefahr besonders wichtig[1]).

[1]) Bemerkt sei, daß auch hier ganz erhebliche Gleitfunkenlängen sich bilden. Z. B. erhielt ich auf einer 2 cm dicken trockenen, unbelegten Schieferplatte (vom spezifischem Widerstande 190000 Ohm/cm³, Hg $= 1:1{,}06 \cdot 10^4$) bei nur 50 KV (also nur etwa 35 KV effektiv) bis 50 cm lange Gleitfunken, woraus folgt, daß unter Umständen mit 200 KV auf Schiefer oder auch auf feuchtem Gestein und auch auf der Oberfläche von feuchtem, angesäuertem Holze Kurzschlüsse bis auf etwa 18 m zu befürchten sind.

*

Nicht nur für das Gleiten von Blitzen auf Gesteinen gewinnt man durch die angestellten Messungen ein tieferes Verständnis. Bei der Blitzbildung in der Atmosphäre fällt jedem aufmerksamen Beobachter fernstehender Gewitter auf, daß die Blitze vielfach auf der Unterseite der Wolken oder überhaupt auf weite Strecken hin auf Wolkenoberflächen „hinzugleiten“ scheinen. Es dürfte nach allem in dieser Beobachtung auch ein tatsächlicher Kern stecken. Zum vollen Verständnis ist hier zunächst auf noch unveröffentlichte ausführliche Messungen von Herrn Diplomingenieur WEICKER hinzuweisen, welche gezeigt haben, daß das Büschelwachstum in feuchter Luft oder gar Nebel viel schwerer erfolgt als in trockener. Die Wolke (Nebel) bildet also ein Gebiet mit erhöhter Leitfähigkeit, aber erschwerter Büschelbildung, an sie grenzt ein schlechter leitendes Gebiet mit relativ erleichterter Büschelbildung; wir haben also an der Grenze von Wolken ganz ähnliche Bedingungen wie an der Oberfläche von Halbleitern.

Auch bei der zweiten Gruppe bleibt, wie ich ja nicht besonders hervorzuheben brauche, noch vieles zu tun. Vor allem würde hier der Fall noch eingehender zu untersuchen sein, daß Kapazität und Leitfähigkeit der Bahnlängeneinheit beide in wesentlicher Weise koexistieren [1]).

Gruppe III. Über Beziehungen zwischen der Büschelbildung im Raume und gleitender Entladung.

Auch jede weithin gehende Büschelentladung in homogenem Raume, d. h. auch die Bildung sehr langer Funken oder das Wachsen von Blitzen in wolkenlosen Gebieten, muß schließlich Ähnlichkeiten mit Gleitphänomenen zeigen; auch hier werden ja, wie bekannt [2]), beim Weiterwachsen schon vorgebildete Entladungskanäle benutzt.

Betrachten wir vom angedeuteten Gesichtspunkte aus einmal die Erscheinungen, wie sie bei großer Schlagweite zwischen Spitze und Platte, z. B. mit Hilfe des Transformators der Porzellanfabrik

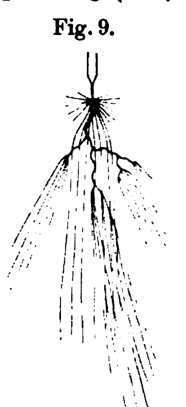
---

[1]) Die Kapazität muß sich z. B. bei geringen Schichttiefen merklich machen. Das hier beobachtete Auftreten auffallend hoher Gleitbüschellängen im Grenzgebiete zwischen hinreichender und ungenügender Batteriekapazität hängt nach allem hiermit zusammen.

[2]) Vgl. die Beobachtungen von Herrn B. WALTER, Ann. d. Phys. (4) 10, 393, 1903.

in Hermsdorf i. S.-A. (bis 200 KV effektiv, über 300 KV maximal), für allmähliche Steigerung der Spannung zu beobachten sind. Nach Überschreiten der Anfangsspannung (*A S*) erscheint Glimmen an der Spitze, nach Überschreiten der Glimmgrenzspannung (*G S*) tritt plötzlich ein kurzer (etwa 5 cm langer) Büschel auf. Dieser wächst bei Spannungssteigerung nur ganz langsam (!) bis zu etwa 12 cm Länge, plötzlich brechen dann (bei der Büschelgrenzspannung *B S*) aus ihm zahlreiche, bis zu 30 cm lange, fast parallele Lichtfäden heraus. Wird jetzt die Spannung auch nur noch sehr wenig erhöht, so schlagen aus der Spitze in das offenbar durch die Lichtfäden ionisierte Bereich bis zu 15 cm lange knatternde halbe Funken, welche je in lange (etwa 25 cm lange) Lichtpinsel, bestehend wieder aus zahllosen Lichtfäden, enden (vgl. Fig. 9). Bei geringster, noch weiterer Spannungsvermehrung wächst die Lichterscheinung jetzt rapide und sehr bald schlagen Funken von Elektrode zu Elektrode (Funkenspannung *F S*).

Fig. 9.



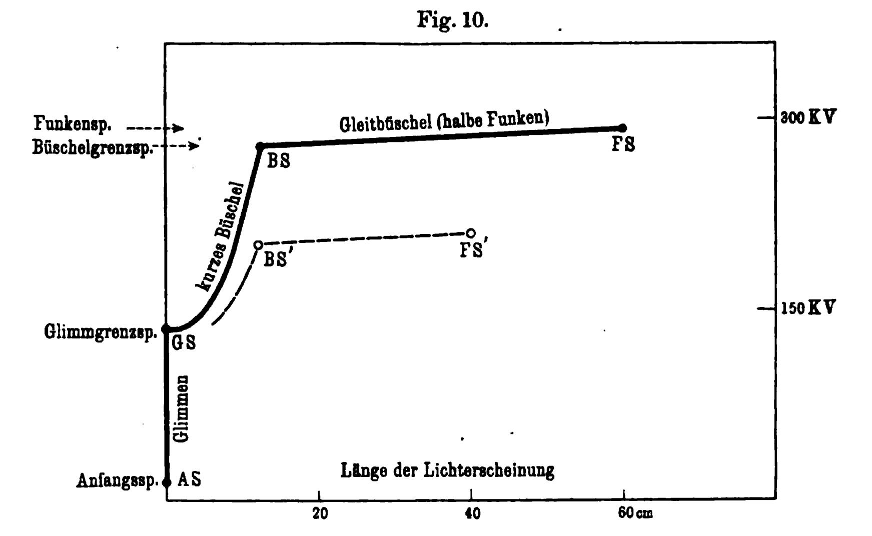
Im Bereiche der Spannung zwischen *B S* und *F S* hat die Entladung ganz den Charakter des „Gleitens" auf Platten angenommen, einzelne Lichtbüschel präparieren, ionisieren den Raum für die nachfolgende Funkenbildung. In Fig. 10 sind, analog wie in Fig. 5 für Gleiten auf Platten geschehen war, als Ordinaten die Spannungen, als Abszissen die Abstände, bis zu welchen die leuchtende Entladung jeweils vordringt, eingetragen; der starke Kurvenzug *A S*, *G S*, *B S*, *F S* gilt für etwa 60 cm Elektrodenabstand, der dünn gestrichelte *B S'*, *F S'* für 40 cm Elektrodenabstand [1]). Jeder einzelne Kurvenzug mit seinen beiden Stücken *G S*, *B S* und *B S*, *F S* ähnelt dem analog bei Büscheln auf Isolatoren erhaltenen [2]).

[1]) Messungen hierzu verdanke ich der Güte von Herrn Diplomingenieur W. Weicker in Hermsdorf.

[2]) Ein wesentlicher Unterschied beider Phänomene besteht darin, daß die Lage des Kurvenstückes *B S*, *F S* vom Elektrodenabstande abhängt, bei Gleitbüscheln auf Isolatoren nicht. Dieser Unterschied ist aber voll durch eine prinzipielle Verschiedenheit beider Versuchsanordnungen erklärt. Bei der Versuchsanordnung auf Isolatoren hängt die Feldverteilung um den Pol *p* gar nicht ab von der Lage des Poles *p*. Die zum Ausbruch gleitender Ent-

Soweit man auf den bei Elektrodenabständen bis über 65 cm nur sehr kleinen Unterschied der Werte BS und FS kein Gewicht legt, kann man sagen, daß die so oft gemessene Funkenspannung FS eigentlich nichts anderes ist, als die zur Auslösung gleitender Raumentladung nötige Spannung. Diese Auslösung erfolgt im Raume vor der Spitze am Kopfe des kurzen Büschels, und zwar nahe bei einem ganz bestimmten Gefälle dortselbst (etwa 5000 Volt/cm); daher wird die Funkenspannung bei dieser Elektrodenanordnung, wie bekannt, nahe proportional dem Elektrodenabstande.

Fig. 10.



Ist der Gleitprozeß einmal ausgelöst, so bedarf er dann (nach Analogie mit den übrigen Gleiterscheinungen zu schließen) nicht einmal, wie es bei vorhergehender spezieller Versuchsanordnung der Fall ist, eines konstanten Gefälles zum Weiterwachsen; der Prozeß kann jedenfalls auch in Gebiete mit abnehmendem

---

ladung erforderliche Feldverteilung um p wird also auf der gleichen Platte immer bei der gleichen Spannung zwischen den Polen $p_1 p_2$ eintreten. Anders bei räumlicher Entladung zwischen Spitze und Platte. Damit hier an der für Ausbruch des Gleitphänomens charakteristischen Raumstelle (BS in Fig. 10), dem Kopfe des zunächst allein vorhandenen kurzen Büschels, angenähert die gleiche Feldverteilung herrscht, muß die gesamte Spannungsdifferenz zwischen den Polen (Spitze und Platte) mit dem vergrößerten Abstande auch entsprechend größer gemacht werden.

Gefälle weit hinein wachsen, indem der Büschelkopf ein genügendes Gefälle automatisch mit sich verschiebt.

Es gehören also auch sehr lange Entladungen in homogenen Gasräumen (nicht nur an Wolkenoberflächen u. dgl.) zur Gruppe der Gleitentladungen. Quantitative Angaben hierzu lassen sich aus dem vorliegenden kurz zusammengestellten Materiale über Gleitbüschelbildung leicht inter- und extrapolieren, sobald man bestimmte Annahmen über die Aufnahmefähigkeit für Elektrizität der Raumbahneinheit (analog Kapazität und Leitfähigkeit an Isolatoren- und Halbleiteroberflächen) macht. Zu völlig fehlerhaften Resultaten muß es dagegen führen, wenn man die Gesetze der direkten Entladung über kurze Luftstrecken auf irgend welche Gleitphänomene anwendet, also speziell auch, wie dies bisher immer geschehen ist, auf das größte Gleitphänomen, die Blitzbildung.

Über die Bestimmung der Quellemanationen; *von S. Loewenthal.*

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 16. September 1907.)

(Vgl. oben S. 366.)

Während Radiumemanation in allen bisher untersuchten Mineralwässern gefunden wurde, ist Thoremanation nur ganz vereinzelt nachgewiesen worden, trotzdem viele Quellen stark thorhaltiges Sediment absetzen. Dagegen scheinen die Oberflächenwässer regelmäßig Thoremanation bzw. Radiothor gelöst zu enthalten. Vortragender gibt eine bequeme Art des Nachweises dafür an. Dabei ist aber die Verwechslung mit Fehlerquellen (bubling-effect) leicht möglich.

Neue Hilfsmittel für Laboratorium und Hörsaal (mit Demonstrationen);

von W. Kaufmann.

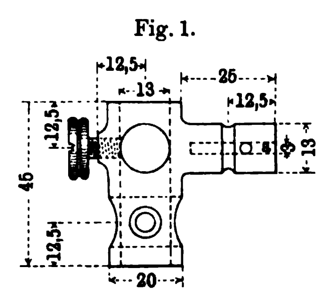
(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 366.)

Meine Herren! Wenn der Physiker einen neuen Versuch zu Forschungs- oder Vorlesungszwecken ausprobieren will, dann pflegt er sich zunächst mit einem gehörigen Vorrat von Korkstopfen, Glasröhren, Siegellack und einigen Bunsenstativen zu versehen, um mit diesen recht schätzbaren Materialien einen Apparat zusammenzubauen, der meistens gerade dann zerbricht, wenn der neue Versuch gehen soll.

Es bedeutet einen sehr großen Fortschritt in der stets wiederkehrenden Improvisiertätigkeit des Physikers, daß Herr W. VOLKMANN in Berlin seit einigen Jahren sich damit beschäftigt, gewisse stets wiederkehrende Bestandteile physikalischer Anordnungen derart zu konstruieren, daß sie in beliebiger Weise miteinander kombiniert und vertauscht werden können. Die nach VOLKMANNS Angaben hergestellten Apparate kommen unter dem bezeichnenden Namen „Physikalischer Baukasten" in den Handel[1]).

Fig. 1.



Ich glaube, daß jeder, der einmal längere Zeit mit diesen Hilfsmitteln gearbeitet hat, empfinden wird, welch enormen Fortschritt sie dem bisherigen allein in Frage kommenden Bunsenstativ gegenüber bedeuten. Zur Information lasse ich eine Broschüre VOLKMANNS und einige Kataloge herumgehen.

Zweck meines heutigen Vortrages ist, Ihnen einige Ergänzungen und, wie ich glaube, Verbesserungen der VOLKMANNschen

[1]) Fabrikant: G. BECK & Co., Berlin NO., Georgenkirchstr. 64.

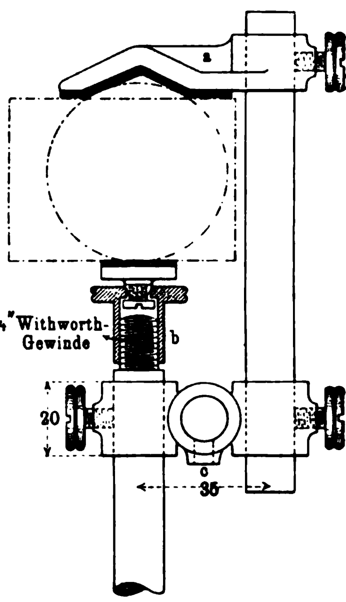
Apparate zu zeigen, die ich im Laufe des letzten Jahres konstruiert habe.

Die Verbesserung des Bunsenstativs durch Herrn VOLKMANN beruht hauptsächlich auf der Verwendung gezogener Eisenstangen an Stelle des bisherigen meist unrunden und rauhen Walzeisens.

Fig. 2.



Fig. 3.



Dies in Verbindung mit präzise gefrästen Muffen erlaubt eine viel glattere und genauere Einstellung der am Stativ befestigten Teile.

Bei Verwendung zum Zusammenbau komplizierterer Vorrichtungen jedoch schien mir die VOLKMANNsche Muffe nicht kompendiös genug, und so gelangte ich zu der Konstruktion der für mittelschwere Gegenstände völlig ausreichenden äußerst kleinen Universalmuffe, die Sie hier sehen (Fig. 1).

Vorher jedoch noch ein Wort über das Stativ selbst. Die Technik liefert uns jetzt zu sehr geringem Preise vorzüglich bearbeitete Materialien, wie Sie sie hier in den ganz präzise mit einem Durchmesser von 13 mm gezogenen Stäben und Röhren ver-

schiedenster Wandstärke sehen[1]). Für die Stativstangen benutze ich Eisenröhren, die mit Messing überzogen und vernickelt sind; sie kosten nur 90 Pf. pro Meter. Die Röhren werden in den Stativfuß (Fig. 2a) in senk- oder wagerechter Richtung eingesteckt. Ein Vorrat von Röhren verschiedener Länge erlaubt, dem Stativ jedesmal die gerade gewünschte Höhe zu geben, und wenn die längsten Röhren nicht ausreichen, so kann mit Hilfe der Universalmuffe oder dieser Parallelmuffe (Fig. 3c) leicht eine Verlängerung (Fig. 2b) bewirkt werden. Diese verstellbare Verlängerung kann, mit einem aufgeschraubten Tischchen versehen, so manchen ungeschickten Aufbau mit Klötzen, Kisten usw. ersetzen.

Die Universalmuffe kann nun entweder als einfache Kreuzmuffe benutzt werden (Fig. 2c) oder aber es können zwei zu einer Drehmuffe vereinigt werden (Fig. 2d). Ein auf die Stativstange aufgesetzter Stellring (Fig. 2e) bewirkt die Möglichkeit einer beliebigen Drehung des an der Muffe befestigten Apparates um die senkrechte Achse. Außerdem kann aber auch die ganze Stange mit sämtlichen daran befindlichen Apparaten im Fuß gedreht werden.

Mit Hilfe des Stellringes kann man vorher genau abgemessene Höhenänderungen vornehmen, ohne daß beim Lösen der Muffenschraube die daran befindlichen Teile in unliebsames Wackeln geraten wie beim Bunsenstativ.

Die Parallelmuffe besitzt noch eine dritte Bohrung (Fig. 3c), so daß sie als Doppelkreuzmuffe verwandt werden kann. Weitere Verwendungen folgen später.

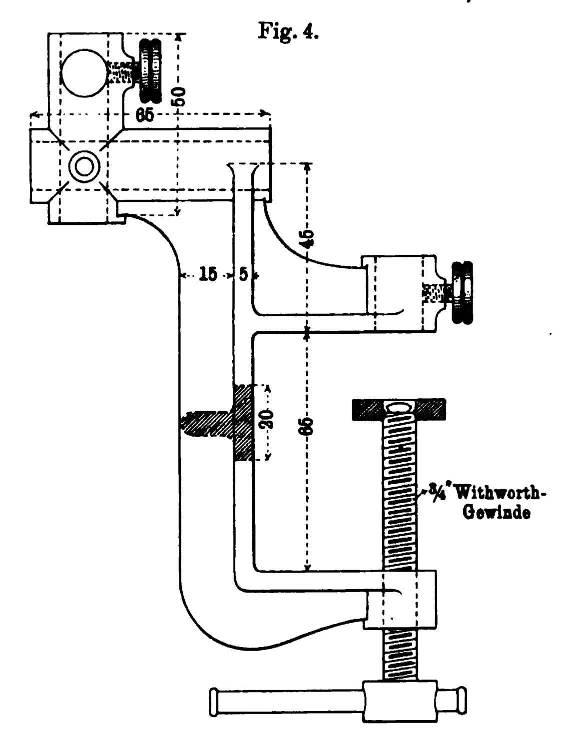
Als Klemmen können in Verbindung mit diesen Muffen zunächst die gewöhnlichen Bunsenklemmen verwandt werden, wenn man nur ihren Stiel durch ein Stück Präzisionsrohr ersetzt. Außerdem kann man aber auch die von VOLKMANN konstruierten Klemmen benutzen oder endlich eine Klemme ganz neuer Art, die ich Ihnen hiermit zeige (Fig. 3).

Diese Klemme, die aus der Parallelmuffe *c*, zwei Röhren, von denen eine mit Gewindenippel versehen ist, und zwei Spezialteilen *a* und *b* zusammengesetzt ist, klemmt runde Gegenstände bis zu 5,5 cm Durchmesser genau zentrisch. Sie klemmt aber auch eckige Gegenstände verschiedenster Form bis zu beliebiger Höhe.

[1]) Fabrikant: M. COCHIUS, Berlin S., Alexandrinenstr. 35.

Endlich zeige ich Ihnen hier eine Tischklammer (Fig. 4). Sie gestattet das gleichzeitige Einstecken von einem wagerechten und zwei senkrechten Stäben. Ein senkrechter Stab kann auch vor der Tischkante nach unten befestigt werden. Außerdem kann aber die Klammer auch an Stelle einer Muffe, am Bunsenstativ

Fig. 4.



befestigt, zum Einklemmen ganzer Apparate in beliebiger Lage dienen, wie in Fig. 2 durch ein eingeklemmtes Brett angedeutet.

Von aus den gezeigten Teilen zusammengebauten Apparaten zeige ich Ihnen hier zunächst eine Bogenlampe (Fig. 5), die ich jetzt auseinandernehmen will. Sie sehen, daß die Lampe außer den bereits gezeigten Teilen noch diese Mikrometerbewegung [1]) und eine Isoliermuffe enthält, die sich von der in Fig. 1 dargestellten Muffe durch ihren mit Hartgummi isolierten Stiel unterscheidet (Fig. 6); das Mikrometer ist ebenfalls so eingerichtet,

[1]) In ähnlicher Form schon von VOLKMANN konstruiert.

daß es in die Bohrungen der Muffen usw. hineinpaßt. Ich benutze jetzt das Mikrometer zur Herstellung einer verstellbaren Funkenstrecke (Fig. 7).

Endlich sehen Sie hier eine optische Bank (Fig. 8) mit Glühlampe, Linse und Schirm. Die Bank besteht einfach aus

Fig. 5.

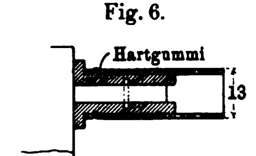


Fig. 6.



Fig. 7.

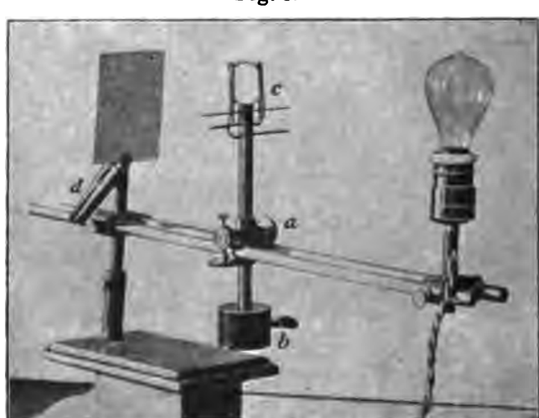
zwei Röhren und zwei Parallelmuffen. Um verschiebbare Teile an beliebiger Stelle in die Bank einfügen und wegnehmen zu können, dient als Halter die oben beschriebene Universalmuffe, die, wie in Fig. 8a und Fig. 9 dargestellt, mit einem Gleitstück und einem Stellring versehen worden ist. Das Verschieben wird erleichtert, wenn man den Schwerpunkt durch ein unten am Stiel des eingesteckten Apparates angebrachtes VOLKMANNsches Schiebegewicht (Fig. 8b) nach unten verlegt.

Zum Halten von Linsen dient dieser höchst einfache Linsenhalter (Fig. 8c), der Linsen von 15 bis etwa 70 mm Durchmesser faßt.

Dieser Bunsenbrenner (Fig. 10) mit seitlich angebrachtem Klemmstab für Platinösen und ähnliches ist ebenfalls in höchst einfacher Art mittels eines senkrechten Stiels von 13 mm Dicke adaptiert, so daß er sich überall, z. B. an der optischen Bank, anbringen läßt.

Das vielfach lästige Herumhängen elektrischer Leitungen wird leicht vermieden durch Verwendung dieser kleinen Isolierknöpfe (Fig. 11), die sich ohne weiteres an den Stangen und Röhren anstecken lassen. Ähnlichen Zwecken dienen übrigens auch nach

Fig. 8.



Volkmanns Vorgang die bekannten federnden Holzklammern, die sehr häufig das unsaubere Klebwachs ersetzen können (Fig. 8d).

Noch einige Kleinigkeiten zum Schluß. Sie sehen hier den Volkmannschen Klemmstab. In ganz ähnlicher Weise ist auch der seitliche Stiel der Kreuzmuffe ausgebildet (Fig. 1a), so daß er zum Halten kleinerer Gegenstände, wie Drahthaken u. dgl., dienen kann.

Ein Wort noch über die Herstellung:

Wesentlich für die Verwendbarkeit ist genaueste Ausführung der Bohrungen, so daß die Löcher genau senkrecht aufeinander stehen. Der gleiche Durchmesser sämtlicher Löcher wird mittels einer Präzisionsreibahle hergestellt. Von Schraubengewinden kommen nur drei Größen vor: das 5 mm und 3,5 mm Löwenherzgewinde, und nach Volkmanns Vorgang das $^3/_4''$ Withworthgewinde,

das auch für photographische Stative, Gasbrenner und Glühlampenfassungen in allgemeiner Anwendung.

Zur vollen Ausnutzung des Vorteils, den nach wenigen bestimmten Normalmaßen gearbeitete und dadurch vertauschbare Apparatteile bieten, gehört nun allerdings, daß man sich entschließt, bei allen Neubestellungen irgend welcher Apparate diese Normalmaße für die Stangen, Röhren usw. vorzuschreiben. Es ist ein leichtes, an jedem Apparate, der für Zusammenstellungen mit anderen ev. in Betracht kommt (und das sind namentlich fast alle optischen Apparatteile), irgendwo einen Gewindenippel oder einen Rohrstutzen oder eine $^3/_4''$-Mutter anzubringen, wodurch

Fig. 9.

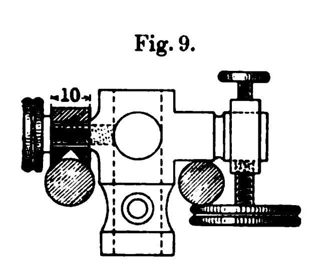
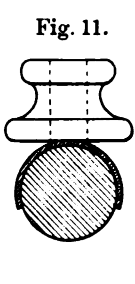


Fig. 10.



Fig. 11.



die Verbindung mit den oben beschriebenen Teilen hergestellt werden kann. Einer konsequenten weiteren Durchbildung derartiger Konstruktionen steht noch ein weiter Spielraum offen. Nur wäre noch folgendes nötig: 1. eine allgemeine Übereinkunft über die zu wählenden Normalmaße; 2. eine Stelle, wo all die kleinen technischen Erfahrungen und Kunstgriffe, die sich jetzt meistens nur durch mündliche Tradition in den Instituten fortpflanzen und damit für die Allgemeinheit verloren sind, veröffentlicht werden können. Der Briefkasten der Physikalischen Zeitschrift oder etwa eine besondere Rubrik unter dem Namen „Physikalische Technik" scheint mir der geeignete Platz für derartige kleine Mitteilungen [1]).

---

[1]) Zur Anfertigung der beschriebenen Gegenstände haben sich bis jetzt bereit erklärt: E. Günther, Mechaniker des Physik. Instituts der Universität Bonn. G. Beck & Co., Berlin NO.

Die kollektiven Formen der Energie;
von G. Helm.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 366.)

Kollektivgegenstände, wie sie zuerst FECHNER betrachtet hat und wie sie seit Jahrzehnten, vorzüglich in biologischer Absicht, untersucht werden (z. B. die Körperhöhe des deutschen Soldaten oder die Zahl der Strahlblüten von Chrysanthemum leucanthemum), sind der Physik nur dem Namen, nicht der Sache nach fremd. Neben den am gründlichsten behandelten physikalischen Kollektivgegenstand, die Energie des Gases nach der Auffassung der kinetischen Gastheorie, hat PLANCK neuerdings die Energie der Strahlung gestellt. Aber auch der Gegenstand der praktischen Hydraulik, das fließende Wasser, bietet uns, ebenso wie die Erscheinungen der Reibung, des Erddrucks, der Elastizität und Festigkeit, der elektrischen Entladungsformen, die Aufgabe dar, außer dem gewöhnlich allein beachteten Mittelwert der Energie oder eines ihrer Bestimmungsstücke noch die für jeden Kollektivgegenstand charakteristische, neuerdings von BRUNS mathematisch durchgearbeitete Art und Weise, wie die Einzelwerte um den Mittelwert verteilt sind, ihre Streuung, quantitativ festzustellen. Ja, wenn man das atomistische Bild von den molekularen Vorgängen abstreift, stellen auch diese Kollektivenergie dar, das Resultat vieler, in den einzelnen Raum- und Zeitteilen verschiedenen einfachen Energieformen. „Was wir über einen Körper wissen, kann im allgemeinen am genauesten und einfachsten beschrieben werden, indem wir sagen, daß er willkürlich aus einer großen Anzahl von Körpern herausgegriffen ist, die ihrerseits vollkommen bestimmt sind“ (GIBBS).

Stellen wir uns also vor, daß ein Körper K eine gewisse Energieform in sehr mannigfachen Zuständen aufzunehmen vermag, d. h. also, daß verschieden große Intensitäten i von gleicher Art

in ihm bestehen können, auf die die Energiebeträge dE, die ihm zugehen, gelangen. Dabei mögen die im Körper K vorhandenen Intensitäten sowohl von Ort zu Ort verschieden sein, als auch am selben Orte zeitlich schnell wechseln, beides aber in völlig ungeordneter Weise. Dann ist $dE:i = dm$ die Änderung der Extensität der in Betracht gezogenen Energie dE.

Ist nun die Energieform, der die Elementarenergie dE angehört, aus einem Körper K', in dem diese Elementarenergie auf der Intensität i stand, auf K übergegangen, so ist nach dem Intensitätsgesetze $i < i'$, wenn dE positiv ist; bei negativem dE aber ist $i > i'$. Hieraus folgt, daß stets

$$dE:i > dE:i'$$

außer im Grenzfalle $i = i'$, und daß daher, während die Kollektivenergie ΣdE durch reinen Übergang von K' auf K gelangt, stets

$$\Sigma(dE:i) > \Sigma(dE:i').$$

Der Mittelwert J', der sich aus $\Sigma(dE:i') = (\Sigma dE):J'$ mathematisch ergibt, erweist sich auch physikalisch definiert, sowohl in dem Falle, daß die Kollektivenergie in K' nur als eine geringe Störung eines durch Ausgleichung entstandenen Gleichgewichtszustandes erscheint, wie bei den Wärmespeichern des Carnotschen Prozesses, als auch in dem Falle, daß die Kollektivenergie des Körpers K' nicht zum Ausgleich kommt, sondern sich in ihrem Kollektivzustande erhält, wie die Wärme nach der kinetischen Hypothese. Man erhält jedenfalls

$$\Sigma(dE:i) > (\Sigma dE):J'.$$

Die linke Seite der Ungleichung ist nun, was man als Änderung dS der Entropie bezeichnen könnte, die im Körper K der Energieform E zukommt:

$$\Sigma \frac{dE}{i} = \Sigma dm = dS,$$

und es folgt dann aus

$$dS > \frac{\Sigma dE}{J'}, \quad \Sigma dE < J'.dS$$

in bekannter Weise, daß S eine stets wachsende Funktion der den Kollektivzustand des Körpers K bestimmenden Parameter ist, wenn K ein isoliertes System darstellt.

Es wird hieraus ersichtlich, daß die aus der Thermodynamik bekannte Behandlung der Entropie nicht auf die Energieform der Wärme beschränkt ist. Die Wärme nahm bisher energetisch eine Ausnahmestellung ein, insofern nur ihr eine Entropiefunktion zukam, die im Zeitlauf wächst. Das ist aber eine Eigenschaft jeder kollektiven Energie, und jeder nicht umkehrbare Vorgang ist durch das Auftreten kollektiver Energie charakterisiert.

Wie einst durch die Einführung örtlich und zeitlich periodischer Schwankungen Akustik und Optik ihren festen Boden gewannen, so scheint jetzt die Beachtung örtlich und zeitlich ungeordneter Schwankungen durch die Entwickelung der Wissenschaft an die Hand gegeben zu sein.

Ungeordnete Bewegungen sind ja schon wiederholt in Betracht gezogen worden, zuletzt und am gründlichsten von GIBBS in seiner statistischen Mechanik. Aber die PLANCKsche Behandlung der Strahlungsenergie beweist, daß man sich nicht auf die mechanische Auffassung der kollektiven Energien beschränken darf, und die Energetik gestattet ohne weiteres, diese Fessel abzulegen.

Über turbulente Bewegung der Gase;
von W. Wien.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 366.)

Durch die Untersuchungen von REYNOLDS und COUETTE ist bekanntlich die für die Hydrodynamik fundamentale Tatsache festgestellt, daß die regelmäßigen Strömungen von einer bestimmten Geschwindigkeit an labil zu werden beginnen und in eine stabilere Bewegungsform fallen, bei der unregelmäßige Bewegungen auftreten, die man mit dem Namen Turbulenz belegt hat. Es schien mir nun von Wichtigkeit zu sein, das Verhalten kompressibler Flüssigkeiten nach dieser Richtung zu untersuchen, bei denen die Verhältnisse in mancher Beziehung anders liegen. So ist bei der Strömung eines Gases in einer Röhre die Strömung, die dem POISEUILLEschen Gesetz folgt, nur bei kleiner Geschwindigkeit mit den Bewegungsgleichungen verträglich, während sie bei inkompressiblen Flüssigkeiten eine immer mögliche Strömung darstellt. Ferner ist die Geschwindigkeit bei inkompressiblen Flüssigkeiten an allen Querschnitten die gleiche, während bei einer kompressiblen Flüssigkeit die Geschwindigkeit in der Richtung der Röhrenachse zunimmt.

Ich habe deshalb Herrn RUCKES veranlaßt, Beobachtungen über die Strömung der Gase durch Röhren anzustellen. Die Röhrenquerschnitte waren ziemlich eng und variierten zwischen 0,1 und 2 mm Durchmesser. Das Material war Glas, da Metallkapillaren, die auch benutzt wurden, keinen genügend regelmäßigen Querschnitt besaßen. Der Druck, unter dem der Ausfluß geschah, konnte durch einen Kompressor, der Luft in lange Stahlzylinder preßte, auf 200 Atm. gesteigert werden.

Es wurde nun die durchgeflossene Luftmenge gemessen in Abhängigkeit vom Druck. Die Messung geschah mit einem

JUNKERschen Präzisionsgasmesser oder mit einer gewöhnlichen Gasuhr, die durch den Präzisionsmesser kontrolliert war.

Trägt man die Beobachtungsergebnisse graphisch auf, so daß die Gasmengen die Abszissen, die Drucke die Ordinaten bilden, so zeigt sich an einer Stelle ein scharfer Knick. Vor dem Knick verläuft die Kurve nahe geradlinig und nach dem Knick zeigt sie auch nur schwache Krümmung.

Der Knick zeigt nun offenbar das Überschreiten der kritischen Geschwindigkeit am Röhrenende an. Berechnet man die kritische Geschwindigkeit nach der Formel von REYNOLDS

$$u_0 = \frac{1000}{R} \frac{k^2}{s},$$

wo R den Halbmesser der Röhre, k^2 die Reibungskonstante, s die Dichtigkeit bezeichnen, andererseits die mittlere Geschwindigkeit durch die Ausflußmenge bei dem beobachteten Knick, so erhält man die in in der folgenden Tabelle zusammengestellten Zahlen.

Tabelle.

Reibungskonstante $\frac{k^2}{s} = 0{,}143$.

Kritische Geschwindigkeit $= \frac{1000}{R} \frac{k^2}{s}$.

Durchmesser	Länge: Durchmesser	Bei d. kritischen Geschwindigkeit durchgeflossene Menge pro Sek.	Beim Ausfluß		
			u in cm/sec	u	
mm	mm	ccm	berechnet	beobachtet	
0,430	2390	15	10 330	6 650	
0,123	8540	2,9	24 400	23 330	
0,123	1330	3,27	27 500	23 330	
0,241	4360	5,67	12 500	11 170	
2,2	704	50	1 315	1 303	
2,0	7650	48	1 530	1 430	
2,0	515	57	1 820	1 430	
				I	II
0,153	8820	—	18 700	21 800	32 600
0,310	2580	—	9 220	12 360	38 400
2	500	—	1 430	1 590	2 120

Wie man sieht, stimmen die beobachteten und berechneten Zahlen zum Teil überraschend überein. Es zeigt sich jedoch, daß der den Beobachtungen entnommene Wert häufig zu groß ist und zwar immer, wenn die Röhre nicht lang genug ist.

Ganz erheblich zu groß fallen die aus den Beobachtungen entnommenen Werte von u_0 aus, wenn man die Röhre am vorderen Ende nicht scharf in das weitere Gefäß übergehen läßt, sondern eine allmähliche Erweiterung des Querschnittes eintreten läßt. Dann erhalten wir die unter II aufgeführten Zahlen, die von den berechneten erheblich abweichen.

Unter diesen Umständen hält sich die regelmäßige Bewegung offenbar als eine labile in der Röhre, und in der Tat zeigen die Kurven beim Eintreten der Turbulenz dann ein unstetiges Zurückspringen auf die Kurve, die man bei plötzlicher Querschnittserweiterung erhält. Der scharfe Rand der Eintrittsöffnung scheint das normale Eintreten der Turbulenz zu begünstigen, trotzdem diese an dem anderen Röhrenende beginnt.

Daß beim Strömen der Gase durch zylindrische Röhren die Turbulenz am Röhrenende beginnt, konnte auch durch Temperaturmessung nachgewiesen werden. Durch die Röhre wurde ein dünnes Thermoelement gezogen, dessen Lötstelle in der Röhrenachse verschiebbar war. Man konnte auf diese Weise das Temperaturgefälle messen. Da die Turbulenz den Widerstand gegen die Strömung steigert, so muß an den Stellen der Turbulenz das Druckgefälle größer sein. Da nun das Druckgefälle annähernd durch das Temperaturgefälle bei der Expansion gemessen wird, so ergibt das letztere auch einen Anhaltspunkt über das Druckgefälle. Es hat sich nun in der Tat gezeigt, daß die Abkühlung oberhalb der kritischen Geschwindigkeit in der Nähe des Röhrenendes liegt und ziemlich rasch auf Null sinkt, so daß in der übrigen Röhre keine Abkühlung vorhanden ist.

Daß die Strömung auch nach dem Eintreten der Turbulenz noch einen so regelmäßigen Charakter hat, obwohl die Geschwindigkeit des Gases eine außerordentlich große ist, weist darauf hin, daß trotz der unregelmäßigen Bewegung im einzelnen die Strömung als Ganzes noch nach einfachen Gesetzen vor sich geht, die abzuleiten eine der Hauptaufgaben der Theorie ist.

Bei den in der Natur vorkommenden Luftströmungen haben wir es fast immer mit turbulenten Bewegungen zu tun. Der Wind kann selbst bei schwacher Strömung wegen der großen Querschnitte kaum anders als turbulent verlaufen, und die von ihm erregten Meereswellen dürften ein Bild von der Art dieser turbulenten Bewegung liefern. Es leuchtet ein, daß eine Erforschung der Gesetze der turbulenten Bewegung auch Aufschlüsse über die atmosphärischen Bewegungen erwarten läßt.

Bestimmung der Ausdehnung des Platins zwischen — 183° und Zimmertemperatur mit dem Komparator und dem Fizeauschen Apparat;

von Karl Scheel und Wilhelm Heuse.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 366.)

Die Ausdehnung des Platins in tiefer Temperatur ist seither von zwei Seiten nach verschiedenen Methoden gemessen worden.

Die eine dieser Bestimmungen wurde von KAMERLINGH ONNES und CLAY[1]) mit Hilfe eines als Komparator benutzten Kathetometers an einem nahezu 1 m langen Platinrohre durchgeführt, welches in einem DEWARschen Gefäße angeordnet war. In das Platinrohr waren oben und unten massive Glasstäbe eingelötet und deren aus dem DEWARschen Gefäße herausragende Enden zu feinen Spitzen ausgezogen. Die Einstellung erfolgte auf die Spitzen.

Die Ausdehnung dieser Glasstückchen, deren Temperatur aus dem Widerstand umgewickelter Platindrähte ermittelt wurde, war aus besonderen Versuchen bekannt und wurde bei der Ableitung der Resultate in Rechnung gezogen. KAMERLINGH ONNES und CLAY leiteten als Endergebnis aus ihren Versuchen für die Ausdehnung des Platins die zwischen — 182° und Zimmertemperatur gültige Interpolationsformel

$$l_t = l_0 (1 + 9{,}053 \cdot 10^{-6} \cdot t + 0{,}00494 \cdot 10^{-6} \cdot t^2)$$ her.

Die zweite Bestimmung der Ausdehnung des Platins wurde von dem einen von uns nach der Fizeauschen Methode vorgenommen und ist in dieser Zeitschrift ausführlich beschrieben[2]).

---

[1]) H. KAMERLINGH ONNES und J. CLAY, Comm. from the Phys. Lab. Leiden, Nr. 95b, p. 27—36, 1906. Versl. Amsterdam 15, 151—159, 1906. Proc. Amsterdam 9, 199—207, 1906.

[2]) KARL SCHEEL, Verh. D. Phys. Ges. 9, 3—23, 1907.

In Verbindung mit früheren Beobachtungen bei höheren Temperaturen ergab sich dabei für die Ausdehnung des Platins die im Intervall von — 190 bis + 100° gültige Gleichung:

$$l_t = l_0 (1 + 8{,}749 \,.\, 10^{-6} . t + 0{,}003\,141 \,.\, 10^{-6} . t^2 - 0{,}000\,006\,94 \,.\, 10^{-6} . t^3).$$

Die beiden aufgestellten Interpolationsformeln lassen sich miteinander nicht in Einklang bringen. Denn berechnet man nach ihnen beispielsweise die Ausdehnung, welche 1 m Platin bei Erwärmung von — 190° auf + 16° erfährt, so ergibt sich hierfür

nach KAMERLINGH ONNES und CLAY . . 1687 μ,
„ SCHEEL . . . . 1642 μ,

Werte, deren Differenz (45 μ) das Zehnfache von dem übersteigt, was in Anbetracht der inneren Übereinstimmung beider Methoden zulässig erscheint.

Um die Differenz aufzuklären, war es erwünscht, die Ausdehnung des Platins in tiefer Temperatur an dem gleichen Stück sowohl nach der FIZEAUschen als nach der Komparatormethode zu messen, im letzteren Falle aber die mögliche Fehlerquelle der KAMERLINGH ONNESschen Messungen, die herausragenden Enden, zu vermeiden.

Als Material diente für die Versuche ein Platinstab von nahezu 1/2 m Länge und 5 mm Durchmesser, welcher bereits früher zu Messungen in hoher Temperatur[1]), sowie auch zu relativen Messungen in tiefer Temperatur[2]) benutzt war. Da die Beobachtungen bei hoher Temperatur bis 1000° ausgedehnt waren, so ist der genannte Platinstab als gut ausgeglüht zu betrachten. Für die Zwecke der Messungen mit dem FIZEAUschen Apparat wurde später aus der Mitte dieses Stabes ein planparallel geschliffenes Stück von 14,341 mm Länge herausgeschnitten.

Hinsichtlich der Ausführung der Messungen nach der FIZEAUschen Methode mag auf die frühere Veröffentlichung[3]) verwiesen werden. Zu den Komparatormessungen wurde ein vorzüglicher Transversalkomparator mit feststehenden Mikroskopen benutzt,

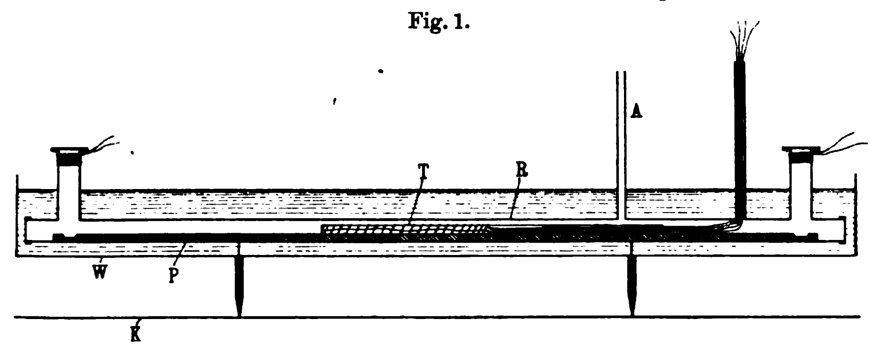
---

[1]) L. HOLBORN und A. DAY, Berl. Ber. 1900, 1009—1013. Ann. d. Phys. (4) 4, 104—122, 1901.
[2]) F. HENNING, Ann. d. Phys. (4) 22, 631—639, 1907.
[3]) KARL SCHEEL, Verh. D. Phys. Ges. 9, 3—23, 1907.

der sich im Besitze des präzisionsmechanischen Laboratoriums der Abteilung II der Reichsanstalt befindet.

Der Platinstab *P* war bei der Messung in ein Stahlrohr *R* (Fig. 1) von etwa 1 cm Durchmesser eingeschlossen, in dem er seiner ganzen Länge nach auflag. Das Stahlrohr selbst war — um Durchbiegungen zu verringern, auf $^1/_4$ und $^3/_4$ seiner Länge gestützt — in eine Blechwanne *W* gesetzt, die durch Metall- und Filzmäntel gegen Wärmeeinfluß möglichst geschützt war. Das Anvisieren des Platinstabes erfolgte durch Schornsteine, die auf das Stahlrohr seitlich aufgesetzt waren und aus dem Flüssigkeitsbade herausragten. Auf die Schornsteine aufgekittete Glas-

Fig. 1.



fenster bildeten einen Abschluß gegen die feuchte Zimmerluft und verhinderten die Bildung eines Niederschlages auf den Teilungen des Platinstabes. Diese Fenster hatten eine Dicke von nur 0,1 mm, so daß die Fehler in den Ablesungen, die bei etwaigen Verziehungen der Schornsteine durch sie hervorgerufen wurden, vernachlässigt werden konnten. Eine elektrische Heizvorrichtung [1]) hielt sie frei von Niederschlag. Durch einen mit einem Chlorcalciumrohr versehenen seitlichen Ansatz *A* konnten sich Druckdifferenzen zwischen dem Innern des Stahlrohres und der Außenluft, die der dünnen Fenster wegen vermieden werden mußten, stets ausgleichen.

Als Normalmaßstab diente ein solcher von Nickelstahl, dessen Teilung durch Vergleichung mit einer bekannten Skala des präzisionsmechanischen Laboratoriums der PTR II ausgewertet war.

---

[1]) Scheel, Verh. D. Phys. Ges. **9**, 9, 1907.

Für ihn betrug der Temperaturkoeffizient der Ausdehnung etwa 0,000 000 9.

Die Temperatur wurde mit einem Platinthermometer T bestimmt, welches direkt auf dem Platinstabe lag; sein Widerstand bei 0° betrug etwa 10 Ohm; es war bei Zimmertemperatur und bei tiefer Temperatur an die Wasserstoffskala angeschlossen.

Zur Konstanterhaltung der Temperatur waren bei Zimmertemperatur besondere Vorkehrungen nicht getroffen; doch kam den Versuchen zustatten, daß die Tagestemperatur in dem günstig gelegenen Beobachtungsraume nur wenig schwankte.

Bei tiefer Temperatur waren zuerst Versuche mit flüssiger Luft unternommen worden; der schnellen Verdampfung im Metallgefäße entsprechend, litten die Reihen aber unter starken Temperaturänderungen, auch war der Verbrauch an flüssiger Luft ein unbequem großer. Nichtsdestoweniger hätten sich brauchbare Reihen erreichen lassen. Wir kamen indessen weit besser zum Ziele, als wir flüssigen Sauerstoff verwendeten. Da der Sauerstoff verhältnismäßig rein war, so war jetzt die Temperaturkonstanz eine sehr gute; die Schwankungen betrugen kaum 0,1°. Auch die Verdampfung war nur klein, so daß während der etwa 2 Stunden dauernden Versuchsreihe nur 3 Liter flüssigen Sauerstoffs verbraucht wurden, weniger als bei Verwendung von flüssiger Luft, so daß der höhere Preis des flüssigen Sauerstoffs durch den geringeren Materialverbrauch nahezu ausgeglichen wurde.

Einen Zwischenpunkt zwischen Zimmertemperatur und flüssigem Sauerstoff lieferte ein aus hochprozentigem Alkohol und fester Kohlensäure bereitetes Bad. Auch dieses blieb während der Messung auf 0,1° konstant.

Die Fixierung der Lage der beiderseitigen Striche erfolgte durch Einstellen mit beweglichen Fadensystemen. Eine Umdrehung der in hundert Teile geteilten Trommeln der Mikrometerschrauben entsprach etwa 0,1 mm, also 1 Skalenteil 1 μ. Die Mikrometerschrauben konnten innerhalb der Grenzen der Beobachtungsfehler als frei von fortschreitenden und periodischen Fehlern angesehen werden.

Die Messung der Temperatur und der Länge erfolgte gleichzeitig, wobei die beiden Beobachter ihre Rollen systematisch vertauschten.

Reihe I.

Datum 1907	Beob. am Komparator	Temperatur		L—C	Reduz. auf runde Temperatur		Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
		Platinstab	Ni-Stahl		Beob. Sch.	Beob. He.		
17. 7.	He.	17,0	17,1	0,8952	—	0,8910		
"	Sch.	17,2	—	0,8962	0,8911	—		
"	Sch.	17,3	—	0,8945	0,8889	—		
"	He.	17,4	—	0,9005	—	0,8945		
					0,8900	0,8927	0,8914	0,8914
"	He.	— 182,8	—	0,1143	—	0,1136		
"	Sch.	— 182,7	17,3	0,1120	0,1110	—		
"	Sch.	— 182,8	—	0,1095	0,1088	—		
"	He.	— 182,7	—	0,1105	—	0,1095		
					0,1099	0,1115	0,1107	0,1108
"	Sch.	— 182,8	—	0,1104	0,1097	—		
"	He.	— 182,7	—	0,1143	—	0,1133		
"	He.	— 183,0	—	0,1120	—	0,1120		
"	Sch.	— 182,7	17,3	0,1117	0,1107	—		
					0,1102	0,1126	0,1114	0,1115
18. 7.	He.	16,7	16,9	0,8899	—	0,8869		
"	Sch.	16,7	—	0,8925	0,8896	—		
"	Sch.	16,9	—	0,8933	0,8896	—		
"	He.	17,0	17,0	0,8940	—	0,8898		
					0,8896	0,8883	0,8890	0,8890

Reihe II.

Datum 1907	Beob. am Komparator	Platinstab	Ni-Stahl	L—C	Beob. Sch.	Beob. He.	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
19. 7.	He.	16,2	16,6	0,8916	—	0,8908		
"	Sch.	16,5	—	0,8883	0,8862	—		
"	Sch.	16,6	—	0,8898	0,8873	—		
"	He.	16,7	—	0,8914	—	0,8884		
					0,8867	0,8896	0,8882	0,8880
"	He.	— 183,2	—	0,1099	—	0,1106		
"	Sch.	— 183,0	—	0,1125	0,1125	—		
"	Sch.	— 183,2	—	0,1144	0,1151	—		
"	He.	— 183,1	—	0,1097	—	0,1100		
					0,1138	0,1103	0,1120	0,1119

Fortsetzung von Reihe II.

Datum 1907	Beob. am Kompsrator	Temperatur		L—C	Reduz. auf runde Temperatur		Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
		Platinstab	Ni-Stahl		Beob. Sch.	Beob. He.		
19. 7.	Sch.	— 182,8	—	0,1140	0,1133	—		
„	He.	— 182,8	—	0,1121	—	0,1113		
„	He.	— 182,8	—	0,1164	—	0,1156		
„	Sch.	— 182,7	16,8	0,1109	0,1098	—		
					0,1115	0,1134	0,1125	0,1124
20. 7.	He.	16,4	16,6	0,8918	—	0,8901		
„	Sch.	16,4	—	0,8941	0,8924	—		
„	Sch.	16,6	—	0,8958	0,8933	—		
„	He.	16,7	—	0,8960	—	0,8930		
					0,8928	0,8915	0,8922	0,8920

Reihe III.

Datum 1907	Beob. am Kompsrator	Platinstab	Ni-Stahl	L—C	Beob. Sch.	Beob. He.	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
20. 7.	He.	16,7	—	0,8971	—	0,8941		
„	Sch.	16,8	—	0,8933	0,8899	—		
„	Sch.	16,9	—	0,8976	0,8938	—		
„	He.	16,9	16,7	0,8966	—	0,8928		
					0,8918	0,8934	0,8926	0,8925
„	He.	— 182,8	—	0,1095	—	0,1088		
„	Sch.	— 182,8	—	0,1052	0,1045	—		
„	Sch.	— 182,7	—	0,1069	0,1059	—		
„	He.	— 182,7	—	0,1145	—	0,1135		
					0,1052	0,1111	0,1082	0,1081
„	Sch.	— 182,7	—	0,1096	0,1086	—		
„	He.	— 182,7	—	0,1115	—	0,1105		
„	He.	— 182,6	—	0,1119	—	0,1105		
„	Sch.	— 182,6	—	0,1106	0,1092	—		
					0,1089	0,1105	0,1097	0,1096
22. 7.	He.	16,1	16,3	0,8884	—	0,8880		
„	Sch.	16,2	—	0,8843	0,8835	—		
„	Sch.	16,3	—	0,8869	0,8856	—		
„	He.	16,4	16,3	0,8908	—	0,8891		
					0,8845	0,8885	0,8865	0,8862

Reihe IV.

Datum 1907	Beob. am Komparator	Temperatur Platinstab	Temperatur Ni-Stahl	$L—C$	Reduz. auf runde Temperatur Beob. Sch.	Reduz. auf runde Temperatur Beob. He.	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
23. 7.	He.	16,3	16,4	0,8909	—	0,8896		
„	Sch.	16,4	—	0,8907	0,8890	—		
„	Sch.	16,5	—	0,8934	0,8913	—		
„	He.	16,6	16,5	0,8935	—	0,8910		
					0,8901	0,8903	0,8902	0,8900
„	He.	—78,7	—	0,5007	—	0,5034		
„	Sch.	—78,5	—	0,4992	0,5011	—		
„	Sch.	—78,6	—	0,5010	0,5033	—		
„	He.	—78,5	—	0,5031	—	0,5050		
					0,5022	0,5042	0,5032	0,5031
„	Sch.	—78,5	—	0,5024	0,5043	—		
„	He.	—78,6	—	0,5027	—	0,5050		
„	He.	—78,5	—	0,5012	—	0,5031		
„	Sch.	—78,5	16,7	0,4982	0,5001	—		
					0,5022	0,5040	0,5031	0,5030
24. 7.	He.	15,3	16,5	0,8867	—	0,8897		
„	Sch.	15,4	—	0,8877	0,8902	—		
„	Sch.	15,4	—	0,8887	0,8912	—		
„	He.	15,5	—	0,8879	—	0,8900		
					0,8907	0,8898	0,8903	0,8901

Reihe V.

Datum 1907	Beob. am Komparator	Temperatur Platinstab	Temperatur Ni-Stahl	$L—C$	Reduz. auf runde Temperatur Beob. Sch.	Reduz. auf runde Temperatur Beob. He.	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
24. 7.	He.	15,6	—	0,8878	—	0,8894		
„	Sch.	15,6	—	0,8888	0,8904	—		
„	Sch.	15,7	—	0,8887	0,8900	—		
„	He.	15,7	16,6	0,8893	—	0,8906		
					0,8902	0,8900	0,8901	0,8900
„	He.	—78,7	—	0,4973	—	0,5000		
„	Sch.	—78,6	—	0,4936	0,4959	—		
„	Sch.	—78,7	—	0,4973	0,5000	—		
„	He.	—78,6	—	0,5012	—	0,5035		
					0,4979	0,5017	0,4998	0,4997

Fortsetzung von Reihe V.

Datum 1907	Beob. am Komparator	Temperatur Platinstab	Temperatur Ni-Stahl	$L-C$	Reduz. auf runde Temperatur Beob. Sch.	Reduz. auf runde Temperatur Beob. He.	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
24. 7.	Sch.	— 78,5	—	0,4958	0,4977	—		
„	He.	— 78,7	—	0,4989	—	0,5016		
„	He.	— 78,6	—	0,5001	—	0,5024		
„	Sch.	— 78,5	16,8	0,4996	0,5015	—		
					0,4996	0,5020	0,5008	0,5007
25. 7.	He.	15,3	16,5	0,8960	—	0,8990		
„	Sch.	15,4	—	0,8954	0,8979	—		
„	Sch.	15,4	—	0,8924	0,8949	—		
„	He.	15,4	—	0,8942	—	0,8967		
					0,8964	0,8978	0,8971	0,8969

Reihe VI.

Datum 1907	Beob. am Komparator	Temperatur Platinstab	Temperatur Ni-Stahl	$L-C$	Reduz. auf runde Temperatur Beob. Sch.	Reduz. auf runde Temperatur Beob. He.	Mittel	Red. auf Ni-Stahl 17°
26. 7.	He.	15,9	—	0,9032	—	0,9036		
„	Sch.	15,9	—	0,8993	0,8997	—		
„	Sch.	15,9	—	0,8989	0,8993	—		
„	He.	16,0	16,7	0,9053	—	0,9053		
					0,8995	0,9044	0,9020	0,9019
„	He.	— 78,6	—	0,5042	—	0,5065		
„	Sch.	— 78,5	—	0,5008	0,5027	—		
„	Sch.	— 78,6	—	0,4992	0,5015	—		
„	He.	— 78,5	—	0,5070	—	0,5089		
					0,5021	0,5077	0,5049	0,5049
„	Sch.	— 78,4	17,0	0,5049	0,5064	—		
„	He.	— 78,6	—	0,5065	—	0,5088		
„	He.	— 78,5	—	0,5078	—	0,5097		
„	Sch.	— 78,5	17,1	0,5053	0,5072	—		
					0,5068	0,5092	0,5080	0,5080
27. 7.	He.	16,5	16,9	0,9040	—	0,9019		
„	Sch.	16,6	—	0,8999	0,8974	—		
„	Sch.	16,7	—	0,9000	0,8970	—		
„	He.	16,8	—	0,9054	—	0,9020		
					0,8972	0,9019	0,8996	0,8996

Eine Längenmessung bestand in Einstellungen auf die Striche des Platinstabes in der Reihenfolge rechts, links, links, rechts, welche durch systematische Einstellungen auf den Normalmaßstab eingeschlossen waren. Aus jeder solchen Messung ergibt sich die Länge des Platinstabes, verglichen mit der Länge des Normalmaßstabes. In Spalte 5 der vorstehenden Zusammenstellungen ist diese Länge (L) in Millimeter, abzüglich einer Konstanten (C), wiedergegeben. Vier solcher Messungen, bei denen die Beobachter systematisch abwechselten, bilden einen Beobachtungssatz, deren vier so zu einer Reihe gruppiert sind, daß zwei derselben bei tiefer Temperatur durch je einen bei Zimmertemperatur eingeschlossen sind.

Die beobachteten Werte $L - C$ sind schließlich, nach Beobachtern getrennt, in den Spalten 6 und 7 auf die runden Temperaturen $+16$, -78, -183^0 reduziert und gemittelt.

Die vorstehenden Tabellen lassen zunächst erkennen, daß zwischen den Strichauffassungen beider Beobachter ein systematischer Unterschied besteht, der aber durch alle Reihen hindurch nahezu derselbe blieb und auch beim Übergang von einer Temperatur zur anderen denselben Wert beibehielt. In der Differenzbildung fällt dieser Unterschied demnach im Mittel aus den je drei Reihen bei den Beobachtungen mit flüssigem Sauerstoff vollständig, bei den Beobachtungen mit Kohlensäure bis auf einen Bruchteil des μ heraus. Es ist darum gerechtfertigt, die mittleren Einstellungswerte beider Beobachter aufs neue zu Mitteln zu vereinigen, welche in der 8. Spalte der vorstehenden Tabellen verzeichnet sind. Die letzte Spalte erhält dann dieselben Mittel nochmals, nachdem sie wegen der geringen Schwankungen der Temperatur des Nickelstahlstabes auf eine gemeinsame Temperatur umgerechnet sind.

Entsprechend dem ursprünglichen Plane, jede Beobachtung bei tiefer Temperatur durch zwei Beobachtungen bei Zimmertemperatur einzuschließen, sind jetzt die Werte der letzten Spalte vorstehender Zusammenstellung für jede Reihe symmetrisch zur Mitte zu mitteln, wodurch man die in der 2. bis 4. Spalte folgender Tabelle hingeschriebenen Zahlenwerte erhält.

Bildet man jetzt noch zwischen den beiden Zahlen jeder Horizontalreihe die Differenz, so stellen die Werte der mit D

Reihe	16°	— 78°	— 183°	D	Mittel	D pro m in μ
I . .	0,8902	—	0,1111	0,7791		
II . .	0,8900	—	0,1121	0,7779	0,7792	1610
III . .	0,8893	—	0,1088	0,7805		
IV . .	0,8900	0,5030	—	0,3870		
V . .	0,8934	0,5002	—	0,3932	0,3915	809
VI . .	0,9007	0,5064	—	0,3943		

überschriebenen fünften Spalte die durch jede Reihe gefundene Längendifferenz des Platinstabes zwischen + 16° und — 183° bzw. — 78° in Millimeter dar. Die Übereinstimmung der drei ersten, sowie der drei letzten Zahlen dieser Spalte untereinander erlaubt einen Einblick in die Genauigkeit der Messungen überhaupt; den Mittelwerten in der 6. Spalte kann auf Grund der Übereinstimmung der Einzelwerte ein wahrscheinlicher Fehler von etwa 0,001 mm zuerteilt werden. — In Verbindung mit der gemessenen Länge des Platinstabes bei 0° gleich 483,9 mm findet man schließlich die in der letzten Spalte hingeschriebenen Längenänderungen zwischen + 16° und — 183° bzw. — 78° in μ pro Meter.

Die gefundenen Werte der Platinausdehnung lassen sich durch die Interpolationsformel

$$l_t = l_0 (1 + 8{,}911 . 10^{-6} . t + 0{,}00491 . 10^{-6} . t^2)$$

zusammenfassen.

Von den Messungen am Platin nach der FIZEAUschen Methode mögen hier nur die Resultate wiedergegeben werden, aus denen sich durch Reduktion mit der obigen Formel die vergleichbaren Werte der Ausdehnung zwischen — 183° und + 16° berechnen, wie sie in der letzten Spalte nachstehender Tabelle hingeschrieben sind.

Ausdehnung pro 1 m	Zwischen t und 16°	Zwischen — 183° und + 16°
Zwischen — 192,5° und + 16° . . .	1668 μ	1601 μ
„ . — 188,1° „ + 16° . . .	1640 „	1604 „
	Mittel:	1603 μ

Zum Vergleiche aller bisherigen Messungen berechne man jetzt aus den im Eingange dieser Mitteilung aufgeführten Interpolationsformeln die entsprechenden Zahlen; man erhält dann folgende Tabelle:

Ausdehnung des Platins in μ pro Meter.

Beobachter	Methode	Zwischen —183° u. +16°	Zwischen —78° u. +16°
KAMERLINGH ONNES u. CLAY	Kathetometer	1637	822
SCHEEL	FIZEAUscher Apparat	1594	—
SCHEEL u. HEUSE	Komparator	1610	809
	FIZEAUscher Apparat	1603	—

Auf Grund dieser Zusammenstellung ergibt sich zunächst aus unseren gleichzeitigen Messungen am Komparator und am FIZEAUschen Apparat eine genügende Übereinstimmung beider Methoden; die Differenz der Ausdehnung zwischen —183° und +16° im Betrage von 7 μ pro Meter liegt bereits nahe den Fehlergrenzen beider Messungen. Weniger gut ist die Übereinstimmung zwischen den beiden nach der FIZEAUschen Methode, aber an verschiedenen Platinproben gewonnenen Zahlen 1594 und 1603, die, da ihre Differenz die Fehlergrenze erheblich übersteigt, eine Verschiedenartigkeit des Materials als möglich erscheinen lassen. Ganz außerhalb liegt indessen der Wert 1637 von KAMERLINGH ONNES und CLAY. Ob sein Unterschied gegen die anderen Werte auf eine Verschiedenartigkeit des Materials oder auf methodische Einflüsse zurückzuführen ist, kann hier nicht entschieden werden. Jedenfalls wäre es aber erwünscht, das von KAMERLINGH ONNES und CLAY benutzte Platinrohr in der von uns angegebenen Weise, d. h. ohne Lötungen, ganz in das Flüssigkeitsbad eintauchend zu untersuchen.

Charlottenburg, den 31. Juli 1907.

Der Transversalkomparator der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt;
von A. Blaschke[1].

(Vorgetragen in der Sitzung der Physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 366.)

Der Komparator soll zur genauen Ermittelung der Gesamtlängen von Maßen und zur Untersuchung der thermischen Ausdehnung von Materialien dienen; seine Konstruktion rührt von dem Leiter des präzisionsmechanischen Laboratoriums der Reichsanstalt, Abteil. II her; in die Ausführung haben sich die Firmen H. Hoff, J. Wanschaff, H. Heele, die Werkstatt der Reichsanstalt und (für die Klempnerarbeiten) O. Habermann geteilt.

Während beim Longitudinalkomparator sich ein Mikroskoppaar längs den zu vergleichenden Maßstäben bewegt, geht beim Transversalkomparator die Verschiebung zwischen Mikroskopen und Maßstäben quer zur Richtung der letzteren vor sich. Man wird hierbei unabhängig von der Präzision der Verschiebungsvorrichtung und braucht nur dafür zu sorgen, daß während der Beobachtung sich der Abstand der Mikroskope voneinander nicht ruckweise ändert. Bei dem Komparator der Reichsanstalt wird zu diesem Behufe das Mikroskoppaar in Ruhe gehalten und die Verschiebung an den Maßstäben ausgeführt.

Das ganze Instrument zerfällt in zwei Teile: das Oberteil, das die Mikroskope trägt, das Unterteil, auf dem die Maßstäbe ruhen; hierzu kommt die Vorrichtung zur Temperierung der Vergleichsstücke; alles ist im Keller untergebracht.

Das Oberteil liegt auf zwei strebepfeilerartigen, rund 1,5 m voneinander abstehenden Anbauten an den untersten Teil der Umfassungsmauer des Gebäudes auf. Es besteht aus einer 3,5 m langen Eisenschiene, die auf Sandsteinkapitälen der genannten

---

[1]) Ausführliche Beschreibung des Instruments wird in der Zeitschrift für Instrumentenkunde erscheinen.

Strebepfeiler mittels Kugellager etwa 1,8 m über dem Fußboden ruht, und sich also bei etwaiger Erwärmung frei auszudehnen vermag, ohne sich zu krümmen. Zwei *S*-förmige, schräg nach vorn geneigte Arme von etwa 0,7 m Länge umfassen mit ihrer oberen Krümmung diese Schiene, auf der sie in jeder Entfernung eingestellt werden können; unten tragen sie die Schraubenmikrometermikroskope, von denen jedes um je ein der Schiene paralleles Kollimatorfernrohr als Achse quer zur Schienenrichtung geschwenkt werden kann; indem man die Kollimatoren aufeinander und horizontal, die Mikroskope mittels einer Libelle vertikal einjustiert, erzielt man, daß der Parallelismus der Mikroskope in der Maßstabrichtung auch gewahrt bleibt, wenn man die Mikroskope um die Kollimatoren dreht, was wegen der Beleuchtung nötig ist. Das Licht kommt nämlich von einer seitwärts stehenden Lampe, wird mittels Sammellinsen auf die Hypothenusenflächen rechtwinkliger Prismen geworfen, so nach unten schräg durch Beleuchtungsrohre auf die Maßstäbe reflektiert und gelangt von diesen durch Spiegelung in die Mikroskope. Diese selbst lassen sich auf- und niederschieben und, parallel zur Schienenrichtung, durch Schrauben fein verstellen.

Das Unterteil ruht auf zwei ebenfalls rund 1,5 m voneinander entfernten Pfeilern, die auf einen Betonklotz fundiert sind, welcher völlig unabhängig vom Gebäude in den Baugrund gebettet ist. Auf den Sandsteinbekrönungen der beiden Pfeiler, die sich etwa 0,6 m über den Fußboden erheben, befindet sich je ein Kugellager, in denen sich ein Wagen senkrecht zu der durch die Verbindungslinie der beiden Mikroskope gegebenen Richtung verschiebt. Auf dem rechten wie auf dem linken Endstück des Wagens ruhen je zwei vollständig unabhängig voneinander durch Schrauben fein verstellbare Schlitten; auf den beiden vorderen dieser Schlitten und auf den beiden hinteren ist je ein Tischträger, in der Längsrichtung fein justierbar, gelagert; die beiden Tische für die Maßstäbe selbst sind jeder an einem dieser Träger angebracht; sie lassen sich durch Schrauben heben und senken. Alle Lagerungen und Verstellungen sind so eingerichtet, daß eine Verkrümmung der Tische und somit der Maßstäbe ausgeschlossen ist. Mittels des Wagens werden die Maßstäbe, nachdem sie selbst und die Mikroskope einjustiert sind, so verschoben, daß sie nach-

einander unter die Mikroskope gelangen; diese Bewegung ist durch Anschläge begrenzbar und geht außerordentlich leicht und somit ruhig von statten; das rund 150 kg schwere Unterteil läßt sich nämlich durch ein Übergewicht von kaum 1 kg in Gang bringen.

Ober- und Unterteil befinden sich infolge der erwähnten schrägen Stellung der S-förmigen Mikroskopträger nicht vertikal untereinander, sondern der Wagen liegt etwa 0,25 m vor der Schiene, so daß diese nicht von der etwa aufsteigenden Wärmeströmung getroffen wird.

Die Temperierung der Maßstäbe erfolgt durch einen Flüssigkeitsstrom, der entweder die Stäbe direkt umspült oder in doppelwandigen, die Stäbe von drei Seiten (vorn, hinten, unten) umgebenden Wannen zirkuliert. Die Flüssigkeit wird in großen Thermostaten von rund 1 cbm Inhalt, die in einem Nebenraume stehen, bereitet, alsdann mittels einer kleinen Pumpe durch Rohre und zuletzt durch Gummischläuche in die Wannen getrieben, von wo sie wieder abfließt. Auf diese Weise nutzt man eine sehr große Menge von Flüssigkeit aus, ohne jedoch die Tische des Komparators selbst wesentlich zu belasten; man erzielt so eine gute und sichere Temperierung bei leichter und mithin stoßfreier Bewegung des Komparatorunterteiles.

Physikalisch-chemische Demonstrationsversuche ohne Materialverbrauch;

von Emil Bose.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 366.)

Jedes Vakuumrohr einer physikalischen Sammlung repräsentiert einen bis zu einem gewissen Grade jederzeit gebrauchsfertigen Demonstrationsversuch, der dadurch charakterisiert ist, daß kein merklicher Materialverbrauch dabei eintritt, der Gasinhalt der Spektralröhren, das Kathodenstrahlvakuum mit dem schattenwerfenden Kreuz oder was es gerade sei, bleibt für spätere Wiederholungen des Versuches erhalten. In die gleiche Kategorie gehört beispielsweise auch die WEINHOLDsche Demonstrationsanordnung für die Sublimation von Eis [1]) bei genügend niedrigem Dampfdruck und einige andere Versuche.

Die Chemie kennt im allgemeinen solche Versuche bisher kaum, und in der Tat scheiden ja alle nicht umkehrbaren Vorgänge hier von vornherein aus.

Trotzdem aber gibt es eine ganze Reihe, namentlich physikalisch-chemisch bedeutsamer Tatsachen, welche sich an abgeschlossenen Systemen ohne Materialverlust demonstrieren lassen. Das hat dann den Vorzug, daß sich einerseits auch besonders beachtenswerte Erscheinungen an ziemlich kostbaren Substanzen zeigen lassen, da nur eine einmalige Anschaffung ohne weiteren Verlust bei jeder einzelnen Vorführung erforderlich ist; ferner aber, daß auch übelriechende Stoffe, deren Verwendung man sonst vermeiden würde, in den Kreis der Versuche gezogen werden können. Die Fälle sind nicht selten, daß in der Vorlesung über Experimentalphysik bzw. in den grundlegenden chemischen Vorlesungen Versuche aus obigen Gründen umgangen werden, die sonst geeignet wären, wichtige und bemerkenswerte Erscheinungen zu erläutern, ganz

---

[1]) WEINHOLD, Physikal. Demonstrationen. 4. Aufl., S. 591.

abgesehen davon, daß diese Dinge bisher nicht einmal in allen systematischen Vorlesungen über physikalische Chemie ihren Platz finden.

Ich habe deshalb eine Reihe solcher in geschlossenen Gefäßen vorführbarer Demonstrationen im folgenden zusammengestellt. Die Tatsachen, um die es sich handelt, sind größtenteils bekannt und auch bei einzelnen die Demonstration im zugeschmolzenen Rohr keineswegs neu. Ich habe in der nun folgenden kurzen Zusammenstellung die nötigen Literaturangaben gegeben.

Ein Hauptteil der Versuche bezieht sich auf die Demonstration der Erscheinungen der begrenzten Löslichkeit und ihrer Begleitphänomene, insbesondere der kritischen Lösungsvorgänge [1]). Hier lassen sich in einfacher Weise demonstrieren:

Obere Klärungspunkte.
Untere Klärungspunkte.
Verschiedene Formen der Löslichkeitskurve.
Geschlossene Löslichkeitskurve des Systems Nikotin-Wasser.
Schnittpunkt der Kurven für das spezifische Volumen der beiden gesättigten Phasen bei dem gleichen System.
Verschiedene Lebensdauer von Emulsionen.
Kritische Trübung.
Augenfällige Änderung der Oberflächenspannung beim kritischen Lösungspunkt.
Die Möglichkeit eingeschnürter Löslichkeitskurven.
Kritische Erscheinungen zwischen Gasraum und einer der beiden flüssigen Phasen eines binären Systems.
Löslichkeitsminima.
Einseitiges Wachsen der Löslichkeit bei gleichzeitiger Löslichkeitsabnahme in der anderen Phase.
Schmelzen einer chemischen Verbindung zu einer Emulsion.
Aussalzerscheinungen.
Aussalzerscheinungen mit geschlossener Grenzkurve.

Auch aus anderen Gebieten der physikalischen Chemie lassen

---

[1]) Rothmund, ZS. f. physik. Chem. **26**, 433, 1898; Ostwald, Allgemeine Chemie II, S. 2; Hudson, ZS. f. physik. Chem. **47**, 113, 1904; Timmermans, ZS. f. physik. Chem. **58**, 129, 1907; Alexejew, Wied. Ann. **28**, 305, 1886.

sich eine ganze Reihe von Tatsachen in geschlossenen Apparaten ohne Materialverlust demonstrieren, z. B.:

Schwebemethode bei der spezifischen Gewichtsbestimmung von Pulvern.

Sogenannte optische Schwebemethode [1]).

Destillation und Sublimation desselben Körpers (Jod), je nach dem vorhandenen Dampfdruck.

Verschiebung des Gleichgewichts zwischen einfachen und Doppelmolekülen mit der Temperatur [2]).

Kristallo- und Tribolumineszenz [3]).

Viskositäts- und Farbenänderungen des flüssigen Schwefels.

Sublimationsverhältnisse des Arsens usw.

Die Sammlung der fertigen Röhren für diese Demonstrationsversuche wird von der chemischen Fabrik C. A. F. Kahlbaum, Berlin SO, nach meinen Angaben hergestellt und mit Anleitungen für die Ausführung der Versuche versehen in den Handel gebracht werden. Ein weiteres Eingehen auf die einzelnen Versuche kann an dieser Stelle nicht stattfinden.

---

1) Le Blanc, ZS. f. physik. Chem. 10, 433, 1892.

2) Diesen am Stickstoffdioxyd leicht vorzuführenden Versuch lernte ich vor Jahren im Nernstschen Laboratorium kennen.

3) Trautz und Schorigin, ZS. f. wiss. Photogr. 3, 80, 1905.

Eine neue Quecksilberluftpumpe;

von E. Grimsehl.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 367.)

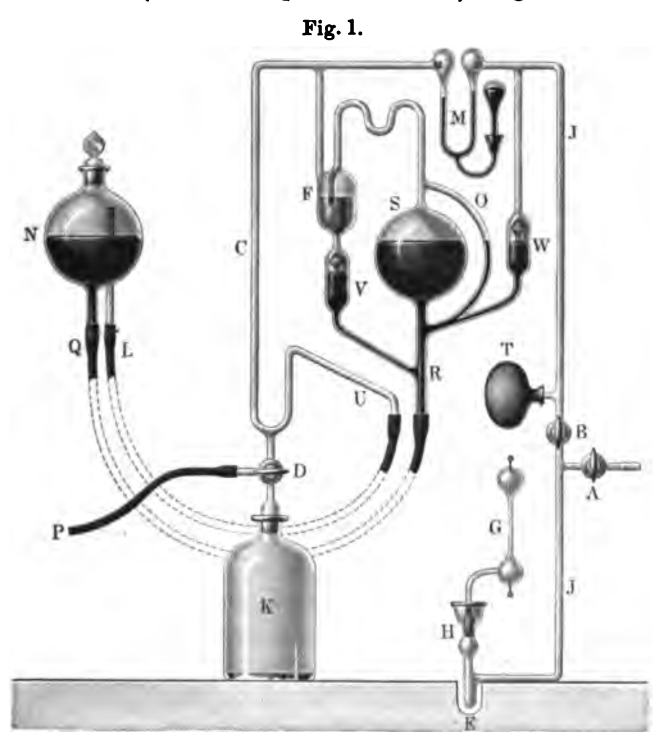
Die neue Quecksilberluftpumpe ist nach dem Prinzip der hahnlosen Toeplerpumpen gebaut; doch besteht der wesentliche Unterschied gegenüber den sonst gebräuchlichen Luftpumpen dieser Art darin, daß die aus dem Rezipienten gepumpte Luft nicht in die freie Atmosphäre, sondern in einen Vorraum austritt, der durch eine Vorpumpe, z. B. eine Wasserstrahlpumpe, schon auf den Druck von einigen Millimetern evakuiert ist. Hierdurch wird erreicht, daß die ganze Pumpe niedrig ist, daß insbesondere das bewegliche Quecksilbergefäß (Niveaugefäß) nur um etwa 30 cm gehoben und gesenkt zu werden braucht.

Beifolgende Figur ist halb schematisch gezeichnet, indem das Brett, auf dem die Pumpe montiert ist, nicht mitgezeichnet ist und indem das Niveaugefäß *N*, das in Wirklichkeit hinter der Pumpe liegt und durch einfachen Schnurzug gehoben und gesenkt wird, neben der Pumpe abgebildet ist.

Es ist *S* das als Stiefel der Pumpe dienende Quecksilbergefäß, das oben in ein mehrfach gebogenes Kapillarrohr ausläuft und sich unten zu dem mehrfach verzweigten Rohr *R* verengt. Das obere Kapillarrohr mündet unterhalb des Quecksilberspiegels in der Luftfalle *F*. Der Stiefel *S* hat das auch sonst bei den Toeplerpumpen vorhandene Nebenrohr *O*, von dem sich unten das mit dem Ventil *W* versehene Steigrohr abzweigt. Dieses Steigrohr ist am oberen Ende T-förmig gegabelt. Der linke Zweig mündet in eine birnförmige Erweiterung des zweischenkeligen abgekürzten Barometers *M*. Der rechte Zweig ist rechtwinkelig nach unten gebogen (*J*); seitlich an *J* ist das Trockengefäß *T* angeschlossen. Außerdem ist *J* durch den Hahn *B* abschließbar. Unterhalb *B* ist ein mit dem Hahn *A* versehenes Abzweigrohr

angebracht, durch das dem zu evakuierenden Raum beliebige Gase zugeführt werden können. Das Rohr *J* geht bis auf das Grundbrett hinunter und ist darauf noch zweimal rechtwinkelig gebogen. Es endet in dem Schliffstück *H*, in das das zu evakuierende Gefäß (z. B. eine Spektralröhre *G*) eingesetzt und durch

Fig. 1.



Quecksilber abgedichtet ist. Die sackartige Erweiterung *E* unterhalb *H* hat den Zweck, etwa eingedrungenes Quecksilber zu sammeln, damit dieses mit einer Quecksilberpipette wieder entfernt werden kann.

An das untere Verlängerungsrohr *R* des Stiefels ist nach links ein seitliches Rohr angeschlossen, das unter Zwischenschaltung des Ventils *V* bis zum Quecksilberniveau in der Luftfalle *F* führt. Durch dieses Rohr fließt das Quecksilber, das von oben in die Luftfalle von *S* aus eingetreten ist, beim Senken des Niveaugefäßes wieder der übrigen Quecksilbermasse zu. Die durch das

Quecksilber hindurch in die Luftfalle F eingetretene Luft kann durch das obere Rohr der Luftfalle entweichen. Dieses Rohr ist wieder am oberen Ende T-förmig gegabelt. Der rechte Zweig des Gabelrohres mündet in die zweite birnförmige Erweiterung des abgekürzten Barometers M. Der linke Zweig ist rechtwinkelig nach unten gebogen (C). Dann ist C wieder mehrfach in der aus der Figur ersichtlichen Weise gebogen und mündet bei U dicht neben dem unteren Ende des Rohres R. An der unteren U-förmigen Biegung des Rohres C ist noch ein mit einem Dreiweghahn versehenes Ansatzrohr angebracht. Der Dreiweghahn D stellt die Verbindung von C mit der Flasche K und dem seitlichen Rohre her, an das mittels des Schlauches P die Vorpumpe angeschlossen wird.

Das Niveaugefäß N enthält zwei nach unten führende Rohre, von denen das eine (Q) am Boden des Niveaugefäßes, das andere (L) oberhalb des Quecksilberniveaus endet. L steht mit U und gleichzeitig steht Q mit R durch einen starkwandigen Gummischlauch in Verbindung.

Das Trockengefäß T wird mit Phosphorpentoxyd gefüllt. In die Flasche K kommt eine einige Millimeter hohe Schicht konzentrierter Schwefelsäure.

Die Wirkungsweise der Pumpe verläuft folgendermaßen: Wenn die Pumpe mit atmosphärischer Luft gefüllt ist, ist das Quecksilber im abgekürzten Barometer M ganz in die seitliche Kugel zurückgetreten, dadurch ist der doppelte Schenkel von Quecksilber frei, also steht die linke Hälfte der Pumpe mit der rechten Hälfte in Verbindung. Wird nun durch die Vorpumpe die Luft aus der ganzen Quecksilberpumpe evakuiert, so steigt das Quecksilber in den Doppelschenkel des Barometers M, sobald der Druck auf etwa 20 mm gesunken ist. Es wird dadurch die linke Hälfte der Pumpe selbsttätig von der rechten Hälfte getrennt. Hierauf pumpt die Vorpumpe den ganzen Luftraum, der links vom Barometer M liegt, weiter bis auf etwa 10 mm leer.

Hebt man jetzt das Niveaugefäß N, so treibt das in S steigende Quecksilber die Luft aus S durch die Luftfalle F in den mit der Vorpumpe versehenen, also schon verdünnten Raum. Beim Senken von N wirkt die Pumpe wie eine gewöhnliche Toeplerpumpe, indem S luftleer wird und dann in dem Augen-

blicke mit J in Verbindung tritt, wo das Quecksilber bis unter die Abzweigstelle unterhalb des Ventils W gesunken ist, so daß dann die Luft in J, T und G sich in den luftleeren Teil von S ausbreitet, also in bekannter Weise verdünnt wird. Nach einigen Hebungen und Senkungen von N ist die Luft in G so weit verdünnt, daß schichtförmige Entladungen auftreten. Jetzt kann man den Dreiweghahn D so weit drehen, daß die Vorpumpe abgesperrt ist und nur noch die Flasche K in Verbindung mit dem Rohre C steht. Die Luftpumpe kann dann völlig von der Vorpumpe getrennt werden. Die Flasche K vermag die noch in G vorhandenen Luftreste vollständig aufzunehmen. Es herrscht in der ganzen linken Hälfte der Pumpe, also in N, K, C und F, nur noch der Druck von etwa 10 mm. Die in der rechten Hälfte der Pumpe noch vorhandenen Luftreste brauchen also nur gegenüber diesem Drucke durch die Luftfalle F auszutreten. Daher braucht man auch das Niveaugefäß N nur um etwa 30 cm zu heben, während man bei der gewöhnlichen Anordnung der Geissler- oder Toeplerpumpe die ganze Höhe des Luftdrucks zu überwinden hat, also das Niveaugefäß um etwa 90 cm heben und senken muß. Aus diesem Grunde braucht auch der ganze Aufbau der Pumpe nur so niedrig zu sein, daß man die Hebung und Senkung der Pumpe mit der Hand unter Anwendung eines einfachen Schnurzuges ohne Windevorrichtung ausführen kann. Man kann mit dem Pumpen jederzeit aufhören und nach beliebiger Zeit wieder weiter damit fortfahren. Jeder beliebige unerfahrene Mensch kann, wenn die Pumpe erst mit der Vorpumpe leer gepumpt ist, mit der Pumpe hantieren, ohne daß er irgend eine andere Tätigkeit auszuführen braucht, als in beliebigem Tempo das Niveaugefäß zu heben und zu senken.

Herstellung langsamer Kondensatorschwingungen in der Gröfsenlage der Schwingungsdauer einer Sekunde und ihre Verfolgung mit geeignetem Galvanometer und Elektrometer;

von Otto Wiener.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907, gegenüber dem Vortrag mit kleinen Änderungen und mit Zusätzen versehen.)

(Vergl. oben S. 367.)

Ein bekannter Vorlesungsversuch, der den mehrere Sekunden dauernden Stromanstieg in der Spule eines magnetisch kurz geschlossenen Elektromagneten mit einem Amperemeter zu verfolgen gestattet, legte mir den Wunsch nahe, zum Zwecke des Unterrichts auch elektrische Schwingungen von so großer Dauer herzustellen, daß sie mit einem Galvanometer verfolgt werden können. Grundsätzlich hat das natürlich keine Schwierigkeit. Man braucht nur ausreichend große Kapazitäten und Selbstinduktionen zu verwenden. Es ist nur die Frage, ob sich das mit den üblichen Laboratoriumsmitteln leicht erreichen läßt. Ein Du-Boisscher Elektromagnet hatte dazu freilich eine zu geringe Selbstinduktion. Aber ich erinnerte mich des schönen Versuches von Walter König[1]), der mit der Sekundärspule eines großen Funkeninduktors und einer Leidener Flasche so langsame Schwingungen erzielte, daß sie auf einem bewegten Isolator mit Lichtenbergschen Figuren nachgewiesen werden konnten. Der 50 cm-Induktor des Leipziger Instituts ergab so mit einer größeren Leidener Flasche von etwa 0,002 Mikrofarad rund 45 Schwingungen in der Sekunde. Es war also nur erforderlich, eine etwa 2000 mal so große Kapazität zu benutzen, um Schwingungen in der Größenlage einer Sekunde zu erhalten. Der Induktor selbst erwies sich zu diesem Zwecke allerdings wenig ge-

---

[1]) Walter König, Über Methoden zur Untersuchung langsamer elektrischer Schwingungen, Wied. Ann. 67, 535, 1899.

eignet; die Schwingungen waren bei größeren Dauern aperiodisch und kamen erst bei 0,6 Sekunden Dauer stark gedämpft zum Vorschein. Das war begreiflich bei der in Anbetracht des ungeschlossenen magnetischen Kreises im Verhältnis zum Widerstand zu geringen Selbstinduktion. Dagegen führte die Sekundärspule eines Öltransformators für 30000 Volt Sekundärspannung und etwa 5 Kilowatt Leistung besser zum Ziel. Später benutzte ich mit noch größerem Vorteil einen von Koch und Sterzel (Dresden) besonders zu diesem Zweck hergestellten Transformatorkern von ziemlich kleinen Abmessungen[1]) mit nur einer Bewickelung (in zwei Abteilungen) von 175 Ohm Widerstand.

Beim Versuch wurde der Kondensator mit der Transformatorspule zu einem Schwingungskreise geschlossen und eine Spannung von 110 bis herab zu etwa 0,5 Volt doppelpolig an den Kondensator zu- und abgeschaltet.

Als Galvanometer diente zunächst ein Edelmannscher kleiner Oszillograph[2]) von etwa $^1/_{50}$ Sekunde Schwingungsdauer. Sein Spiegel gestattet einen weithin sichtbaren Lichtzeiger auf eine Skala zu werfen.

Ersetzt man zunächst die Transformatorspule durch einen selbstinduktionsfreien Widerstand gleicher Größe, so geht der Lichtzeiger beim Zu- und Abschalten der Spannung ohne bemerkbaren Zeitverlust in die Endlagen über. Höchstens wird dabei das Spaltbild für kurze Zeit ausgezogen infolge der durch den Stromstoß angeregten raschen Eigenschwingungen des Oszillographen. Doch fällt die Mitte des verbreiterten Spaltbildes sofort mit der Mitte des zur Ruhe gekommenen zusammen. Ersetzt man aber jetzt den selbstinduktionsfreien Widerstand wieder durch die Transformationsspule, so vergehen mehrere Sekunden, bis der Lichtzeiger seine endgültige Lage angenommen hat — die Folge der großen Selbstinduktion. S c h a l t e t m a n d i e a n g e l e g t e S p a n n u n g a b, s o g e h t d e r L i c h t z e i g e r r a s c h e r z u r N u l l-

[1]) Er hatte ohne Klemmansätze 41 cm Höhe, 37 cm Breite und 26 cm Tiefe.

[2]) In der Edelmannschen Liste angeführt als Oszillograph nach Prof. Franz Wittmann, Wien. Ebenso geeignet wäre jedenfalls, abgesehen von den teuren Oszillographen, der einfache Oszillograph von Wehnelt, Verh. d. Deutschen Physik. Ges. 5, 178, 1903.

stellung zurück, macht aber dort nicht Halt, sondern pendelt darüber hinaus und führt mehrere deutlich erkennbare langsame, wenn auch stark gedämpfte Schwingungen aus.

Die Dauer der ganzen Schwingung betrug bei 31 Mikrofarad mit der Sekundärspule des Transformators bis über zwei Sekunden, mit der einfachen Transformatorspule von KOCH und STERZEL bei vierfacher Kapazität bis über eine Sekunde.

Konstant ist diese Dauer begreiflicherweise nicht bei nicht ganz geringen Stromstärken. Denn die mit der Stromstärke sich ändernde Permeabilität bedingt eine mit ihr veränderliche Selbstinduktion. Diese Verhältnisse übersieht man schon beim Stromanstieg nach angelegter Spannung. Der Lichtzeiger bewegt sich dabei anfangs rasch, dann so langsam, als ob er stehen bleiben wollte, nachher wieder rascher, zuletzt asymptotisch. Der langsamste mittlere Stromanstieg zeigt den stärksten Anstieg der Permeabilität an [1]). Bei den Entladungsschwingungen tritt die Asymmetrie des Stroman- und -abstieges deutlich hervor und offenbart so die Hysterese des Transformatoreisens.

Um den Schwingungsvorgang noch deutlicher zu veranschaulichen, schien die Beobachtung der Spannungschwankungen zwischen den Kondensatorbelegen erwünscht. Da ich über ein Spiegelelektrometer von ausreichend kurzer Schwingungsdauer nicht verfügte, so ließ ich in der Institutswerkstätte ein solches konstruieren. Es wurde dazu einfach die Konstruktionsweise des Oszillographen übernommen. Zwei 0,4 mm voneinander abstehende isolierte Fäden aus Phosphorbronze von 0,02 mm Dicke, die an die zu messende Spannung anzulegen sind, trugen in der Mitte ein Spiegelchen von etwa 3 mm Durchmesser [2]) und befanden sich

[1]) Zur Vermeidung eines denkbaren Einwandes gegen die Auffassung dieses Versuches bemerke ich, daß beim Laden keine Schwingungen eintreten, weil der durch selbstinduktionsfreien Widerstand an die äußere Spannung gelegte Kondensator diese merkbar sofort annimmt — in Übereinstimmung mit dem Verhalten eines angelegten Elektrometers. Der obige Versuch gelingt aber ohne Kondensator wegen des remanenten Magnetismus jeweils nur das erste Mal. Der angelegte Kondensator läßt jedoch das Eisen infolge der abklingenden Schwingungen entmagnetisiert zurück und so den Anstiegversuch immer von neuem gelingen.

[2]) Der Spiegelbelag muß in der Mitte auf schmalem Strich beseitigt werden, soll die Empfindlichkeit des Instrumentes nicht ganz gering bleiben.

in dem elektrischen Felde zwischen zwei etwa 3 mm voneinander abstehenden Platten, deren Ebenen mit der Fadenebene bei der Ruhelage parallel waren und an die bis zu 2000 Volt Spannung angelegt wurden. Die eine dieser Platten bestand aus einem Drahtnetz, damit das Licht der Projektionslampe durch dessen Zwischenräume zum Spiegelchen gelangen konnte. Es ist mir nicht bekannt, daß diese Konstruktionsart schon für ein Elektrometer benutzt worden wäre, sie wird sich aber sicher auch für andere elektrometrische Zwecke mit Vorteil benutzen lassen[1]).

Mit Hilfe dieses Elektrometers kann man auf dieselbe Skala über den Stromzeiger einen Spannungszeiger werfen. Auch er führt bei Einleitung der Entladung Schwingungen aus. Dabei ist es lehrreich, zu beobachten, daß im Augenblicke, wo der Stromzeiger durch Null hindurchgeht, der Spannungszeiger maximal ausschlägt und annähernd — aber wegen der Dämpfung der Schwingungen nicht genau — auch umgekehrt der Stromzeiger maximal ausschlägt, wenn der Spannungszeiger auf Null steht[2]). Man kann also anschaulich übersehen, wie die elektrische Energie zwischen statischer und dynamischer (elektromagnetischer) hin und her pendelt.

Lehrreich ist ferner, zu sehen, wie der zweite Elektrometerausschlag ein Mehrfaches des Anfangsausschlages betragen kann, bei meinen Versuchen zum Teil über das Vierfache. Es rührt das davon her, daß beim Beginn des Versuches nicht bloß elektrostatische Energie im Kondensator, sondern auch magnetische in der Transformatorspule aufgehäuft ist, die beim Umladen des Kondensators sich gleichfalls in elektrostatische verwandelt. Das Verhältnis der anfänglichen magnetischen zur elektrostatischen Energie und auch damit das Verhältnis der beiden ersten Elektrometerausschläge kann man verändern, da man beim Einleiten der Schwingungen nicht den zur angelegten Spannung und dem Widerstand der Spule gehörigen Maximalstrom abzuwarten braucht.

---

[1]) Die Angaben für die Ausführung im einzelnen rühren von dem Mechaniker des Instituts, Herrn Universitätsmechaniker Donner, her.

[2]) In dieser Form wurde der Versuch den Mitgliedern der physikalischen Abteilung der Naturforscherversammlung gezeigt, die am 21. September das Leipziger physikalische Institut besuchten.

Als für den vorliegenden Zweck geeignete Instrumente kommen auch die Fadengalvanometer und -Elektrometer in Betracht. Ich hatte schon früher ein EINTHOVENsches Fadengalvanometer in Gestalt der von EDELMANN konstruierten kleinsten Type benutzt[1]), aber nur für subjektive Beobachtung, da der Platinfaden zur Projektion etwas dünn war. Neuerdings stand mir auch ein Instrument mit dickerem Goldfaden zur Verfügung, dessen Faden sich sehr deutlich projizieren läßt und mit dem ich erst nach Abschluß der Naturforscherversammlung arbeitete. Das Instrument, dessen Eigenschwingungszahl noch höher liegt als bei dem Oszillographen, hat vor allem den Vorteil der größeren Empfindlichkeit, so daß man mit einer viel geringeren Stromstärke arbeiten kann. Diese kann dann so weit heruntergesetzt werden, daß man nahezu konstante Schwingungsdauern erhält, daß somit die Veränderlichkeit der Permeabilität keine Rolle mehr spielt. Zugleich verschwindet auch der Einfluß der Hysterese aus der Dämpfung. Es ist nämlich das aus Widerstand, Selbstinduktion und Kapazität berechnete logarithmische Dekrement bei stärkeren Strömen stets bedeutend kleiner als das beobachtete. Hysterese und Wirbelströme bilden in zunächst unbekanntem Verhältnis den Hauptanteil an der Energieverzehrung. Sowie aber nur so schwache Ströme benutzt werden, daß die Schwingungsdauer konstant wird, stimmt auch das aus jenen drei Größen berechnete logarithmische Dekrement ziemlich gut mit dem beobachteten überein[2]).

Bei so schwachen Strömen nimmt freilich die Selbstinduktion der Spule einen sehr kleinen Wert an. Um die Schwingungsdauer nicht zu klein werden zu lassen, muß man also die Kapazität entsprechend vergrößern. Man benutzt dann mit Vorteil Aluminiumzellen, z. B. einen Grissonkondensator. Ein jeder wies bei einem Versuch eine Kapazität von über 300 Mikrofarad auf. Sie hatten nur den Nachteil, daß sie in kurzer Zeit Strom durchlassen und dadurch die Dämpfung der Schwingung vergrößern. Sorgt man aber dafür, daß der Kondensator bis kurz vor dem Versuch an eine Spannung von 110 Volt angelegt bleibt und gleich nachher wieder daran gelegt wird, so isoliert er merklich vollständig und behält auch die Kapazität genügend bei.

---

[1]) M. EDELMANN jun., Physikal. ZS. 7, 115, 1906.

[2]) Zahlenangaben siehe weiter unten.

Ein solcher Aluminiumkondensator ist auch viel billiger als ein Papier- oder Glimmerkondensator gleicher Kapazität und stellt zusammen mit der Transformatorspule und einem EDELMANNschen Oszillographen oder kleinen Fadengalvanometer eine für die Versuche genügende, nicht schwer zu beschaffende Instrumentenzusammenstellung dar.

Ich habe zuletzt noch versucht, die Potentialschwankungen an den Polenden des Kondensators noch etwas besser zur Anschauung zu bringen. Das oben besprochene Oszillographenelektrometer war zwar bei Spannungen in der Nähe von 10 Volt[1]) recht gut brauchbar, aber bei geringeren Spannungen mußte es zur Erzielung genügender Ausschläge so empfindlich gestellt werden, daß es auch gegen Erschütterungen zu empfindlich wurde. Bei Spannungen von unter $^1/_2$ Volt, die zur Erzielung konstanter Schwingungsdauern erforderlich waren, genügte seine Empfindlichkeit nicht mehr. Auch mit dem mir zur Verfügung stehenden Fadenelektrometer von CREMER-EDELMANN[2]) erhielt ich dabei keine befriedigenden Ergebnisse. Dagegen ließ sich das Fadengalvanometer EINTHOVEN-EDELMANN durch Vorschaltung von 200000 Ohm als Elektrometer bzw. Voltmeter verwenden, ohne daß die dadurch bedingte Dämpfung störte. Die gleichzeitige Beobachtung von Strom und Spannung konnte mit Hilfe solcher zweier Fadengalvanometer wesentlich besser geschehen als mit den Oszillographen.

Mit ihrer Hilfe konnte auch ein Versuch mit senkrecht zueinander schwingenden Fäden ausgeführt worden. Herr Prof. BRAUN hatte beim Betrachten des Oszillographenversuches den Wunsch ausgesprochen, den Versuch mit gekreuzter Spiegelanordnung zu sehen, doch würde diese, in Anbetracht der Kleinheit der Spiegel, wenn überhaupt, nur mit sehr verwickelter Projektionsanordnung zu verwirklichen sein. Dagegen läßt sich leicht das eine Fadengalvanometer um 90° drehen, so daß der eine Faden in vertikaler, der andere in horizontaler Richtung schwingt. Beim Einsetzen des Schwingungsvorganges fällt es allerdings schwer,

[1]) Der Ausschlag betrug für 10 Volt auf der etwa 7 m abstehenden Skala 2,5 cm. Dabei waren an den Polen 2000 Volt angelegt.

[2]) MAX CREMER, Über das Saitenelektrometer und seine Anwendung in der Elektrophysiologie. Münchener medizinische Wochenschrift 1907.

die Bewegung des Schnittpunktes der beiden Fäden zu verfolgen, sie scheinen vielmehr übereinander wegzugleiten. Indes gewinnt man beim Abklingen der Schwingungen den Eindruck, als ob ein Fadenkreuz sich bewege. Es nähert sich der Ruhelage, wie zu erwarten, in einer Spirale an.

Zuletzt noch einige Zahlenangaben. Die Transformatorspule von Koch und Sterzel lieferte bei 31 Mikrofarad eine Vollschwingung von 0,432 Sekunden Dauer, bei der vierfachen Kapazität eine Halbschwingung von 0,427 Sekunden Dauer, also zwei mit der Theorie innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmende Werte. Die Schwingungsdauern waren mit einem Fuessschen Chronographen bestimmt worden, in dessen Papierband nebeneinander Sekundenmarken und durch Tasterkontakt hergestellte Beobachtungsmarken gestochen wurden.

Die Dämpfung dieser Schwingungen war so gering, daß von den rascheren 24 ganze, von den langsameren 24 halbe Schwingungen auf dem Schirm im Abstand von etwa 7 m noch verfolgt werden konnten.

Die aus den Schwingungsdauern berechneten Selbstinduktionskoeffizienten der genannten Spule von Koch und Sterzel wurden bei mittleren Stromstärken von 0,016 Amp. gleich 735 Henry, bei den erst neuerdings benutzten Stromstärken von 0,001 Amp. gleich 126 Henry gefunden.

Die geringe Abweichung der Dauer der einzelnen Schwingungen voneinander, die man bei so schwachen Strömen erhält, ergibt sich aus den folgenden vier Werten für aufeinander folgende Halbschwingungen: 0,99, 0,96, 0,89, 0,92 Sek. Die Unterschiede fallen nahezu innerhalb der Fehlergrenzen.

Die Dämpfungsverhältnisse konnten infolge der geringen Konstanz der Empfindlichkeit der Fadengalvanometer nur mit geringer Genauigkeit bestimmt werden. Trotzdem ergab sich mit der oben genannten Spule und zwei mit 124 Mikrofarad parallel geschalteten Grissonkondensatoren bei einer Vollschwingung von 1,93 Sekunden Dauer ein auf die Halbschwingung bezogenes natürliches Dekrement nach der Beobachtung gleich 0,6 gegenüber einem berechneten von 0,7, entsprechend einem beobachteten und berechneten Dämpfungsverhältnis von 1,8 und 2,1. Dabei rührten etwa 10 Proz. des Dekrementes von dem Stromverlust in dem

mit 200000 Ohm Vorschaltwiderstand benutzten Fadenvoltmeter her.

Die beschriebene Versuchsanordnung dürfte sich neben den hier erwähnten Versuchen auch zu solchen über wechselseitige Induktion und Resonanz mit so langsamen Schwingungen eignen.

Vielleicht ist sie auch für die Untersuchung der Permeabilität geschlossener Transformatorspulen bei verschiedenen Stromstärken von einigem Nutzen.

Leipzig, Physikalisches Institut, 17. Oktober 1907.

Eine Fehlerquelle bei der Messung der Dämpfung elektrischer Schwingungen nach der Bjerknesschen Methode;

von M. Wien.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 367.)

Die Bjerknessche Methode zur Bestimmung der Dämpfung einer elektrischen Schwingung beruht darauf, daß man die Schwingung auf ein resonierendes System wirken läßt und durch Verstimmung dieses Systems die „Resonanzkurve“ aufnimmt.

Der Ausdruck für den Stromeffekt im resonierenden System in seiner Abhängigkeit von den Dekrementen ϑ_1 und ϑ_2 und der Verstimmung $x = 1 - \frac{n_1}{n_2}$, (n_1 und n_2 Schwingungszahlen) lautet:

$$J_2^2 = C \cdot \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{\vartheta_1 \vartheta_2 (4\pi^2 x^2 + (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2)}.$$

Indem man J_2^2 für verschiedene x mißt, kann man $\vartheta_1 + \vartheta_2$ berechnen.

Die Fehlerquelle, auf die ich hier hinweisen möchte, ist eine zu enge Koppelung zwischen Oszillator und Resonator. Bjerknes und Drude stellen als Bedingung dafür, daß keine Rückwirkung von dem resonierenden System ausgeht, die Forderung auf, daß das Quadrat des Koppelungskoeffizienten k^2 gegen 1 vernachlässigt werden kann, d. h. bei magnetischer Koppelung, daß das Quadrat des gegenseitigen Induktionskoeffizienten L_{12}^2 gegen das Produkt aus den beiden Selbstinduktionskoeffizienten $L_{11} L_{22}$ verschwindet.

Es soll im folgenden gezeigt werden, daß diese Bedingung nicht eng genug ist.

Wenn wir die Koppelung nicht als verschwindend klein annehmen, so erhalten wir für den Stromeffekt in erster Annäherung an Stelle des obigen den folgenden Ausdruck:

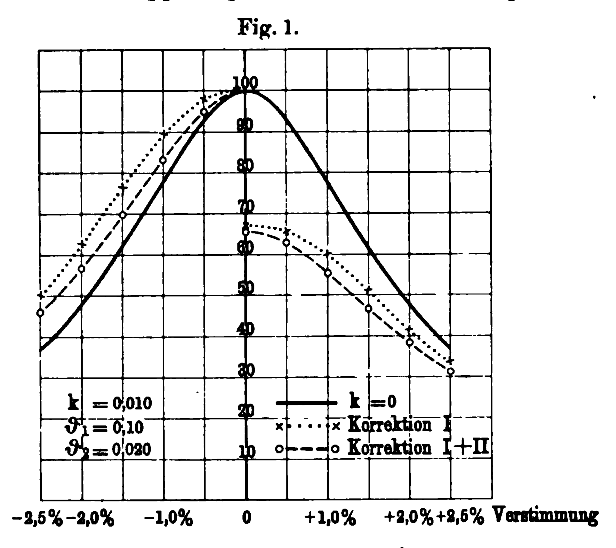
$$J_2^2 = C \frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{\{\vartheta_1 \vartheta_2 + \mathrm{I}\}\{4\pi^2 x^2 (1 + \mathrm{II}) + (\vartheta_1 + \vartheta_2)^2\}},$$

worin die beiden Korrektionen I und II folgende Werte haben:

$$I = \frac{\pi^2 k^2 (\vartheta_1 - \vartheta_2)^2}{4\pi^2 x^2 + (\vartheta_1 - \vartheta_2)^2}, \qquad II = \frac{4\pi^2 k^2}{4\pi^2 x^2 + (\vartheta_1 - \vartheta_2)^2}.$$

Der Einfluß I und II kann am besten an einem Beispiel gezeigt werden. In Fig. 1 sind für den Fall $\vartheta_1 = 0{,}10$ $\vartheta_2 = 0{,}02$ die Resonanzkurven berechnet. Die ausgezogene Kurve ist die Resonanzkurve bei unendlich loser Koppelung ($k = 0$), bei der anderen ist eine Koppelung $k^2 = 0{,}0001$ vorausgesetzt. Die

Fig. 1.

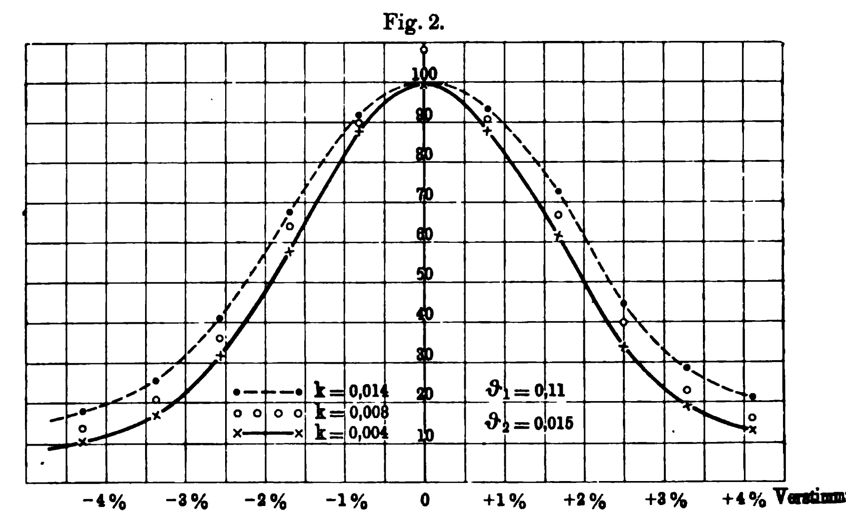


rechte Seite der Figur erläutert einmal den Einfluß von I (punktierte Kurve) und den von I und II (gestrichelte Kurve) auf den Stromeffekt. Da es nun bei der Berechnung von $\vartheta_1 + \vartheta_2$ nicht auf die absoluten, sondern auf die relativen Werte des Stromeffekts ankommt, so sind auf der linken Seite der Figur die Resonanzkurven nochmals gezeichnet, wobei die Maximalwerte bei allen = 100 gesetzt sind. Wir sehen deutlich, daß durch das Zusatzglied I die Resonanzkurve flacher verläuft, durch II steiler. Es bewirkt mithin I eine Vergrößerung, II eine Verkleinerung der aus der Kurve berechneten Werte von $\vartheta_1 + \vartheta_2$.

Im allgemeinen ist bei nicht zu enger Koppelung der Einfluß von I viel größer als der von II, vor allem, wenn ϑ_2 wesentlich

kleiner ist als ϑ_1. Es wird also durch zu enge Koppelung die Dämpfung der Wellen zu groß erhalten. In Fig. 2 ist als Beispiel einer Meßreihe an Systemen mit Dekrementen $\vartheta_1 = 0{,}11$ und $\vartheta_2 = 0{,}015$ dargestellt. Die Koppelung betrug der Reihe nach 0,004, 0,008, 0,014. Man sieht, wie die Resonanzkurve immer breiter ausfällt. Bei der letzten Kurve ergibt sich das Dekrement schon etwa 30 Proz. zu groß.

Fig. 2.



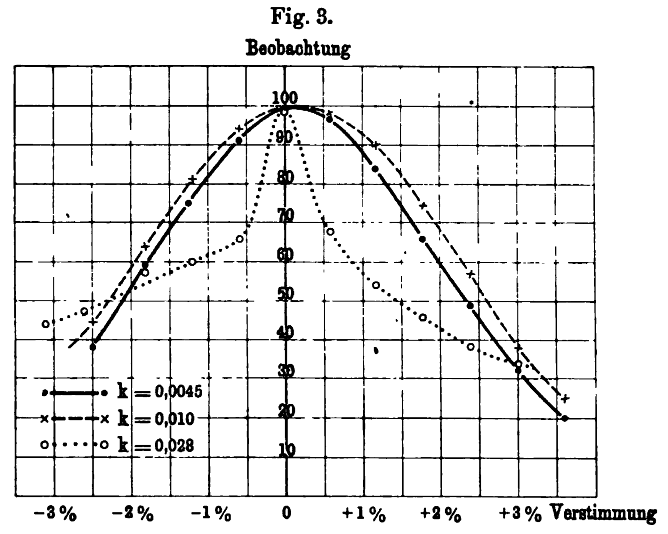
Bei dieser Messung erhält man zunächst nur $\vartheta_1 + \vartheta_2$; um ϑ_1 selbst zu erhalten, muß ϑ_2 für sich bestimmt werden. Dies geschieht durch Vermehrung des Dekrements ϑ_2 um einen bekannten Betrag, indem ein Zusatzwiderstand eingeschaltet wird. Auch bei dieser Messung bewirkt die zu enge Koppelung einen Fehler, indem statt ϑ_2 $\vartheta_2 + \frac{\pi^2 k^2}{\vartheta_1}$ gemessen wird.

Als ich die Koppelung noch enger machte, erhielt ich die eigentümliche Wirkung, daß jetzt der obere Teil der Resonanzkurve zu steil ausfiel (Fig. 3). Die Erscheinung läßt sich vielleicht durch stärkeres Hervortreten der Korrektion II erklären [1]).

[1]) Anm. b. d. Korr. Die Korrektion II genügt nicht zur Erklärung der oft sehr steilen Kurven; es tritt eine eigentümliche Rückwirkung des resonierenden Systems auf den Funken hinzu, über welche nächstens berichtet werden soll.

Zu enge Koppelung bewirkt demnach erhebliche Fehler bei der Messung der Dämpfung elektrischer Schwingungen nach der Resonanzmethode. Um dieselben zu vermeiden, muß man k^2 nicht nur klein gegen 1 machen, sondern, wie aus obiger Formel leicht ersichtlich, klein gegen $\frac{\vartheta_1 \vartheta_2}{\pi^2}$, in den gewöhnlichen Fällen ($\vartheta_1 = 0{,}1$, $\vartheta_2 = 0{,}01$) muß also k^2 klein gegen 10^{-4}, in extremen Fällen sehr geringer Dämpfung ($\vartheta_1 = 0{,}01$, $\vartheta_2 = 0{,}005$) klein gegen $5 \cdot 10^{-6}$ sein.

Fig. 3.



Bei großen Energiemengen im Oszillator wird es meist leicht sein, diese Bedingung zu erfüllen. Anders bei kleinen Kapazitäten und niedrigen Potentialen. Die Anordnungen der Praxis der Telegraphie ohne Draht mit Hitzdrahtinstrument usw. reichen dann nicht mehr aus, man muß schon zu empfindlichen Bolometeranordnungen oder Thermoelementen greifen. Aber auch hier ist Vorsicht am Platze. Zum Beispiel gelang es mir mit meinem ziemlich empfindlichen Bolometer nicht mehr, einwandfrei die Resonanzkurve eines Systems von 200 cm Kapazität und einer Funkenstrecke von 3 mm aufzunehmen.

Ein Versuch betreffend Tonübertragung mittels elektrischer Wellen;

von P. Spies.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 367.)

Während bei der POULSENschen Methode des Fernsprechens mittels elektrischer Wellen die Erzeugung der Schwingungen durch einen Lichtbogen erfolgt, also eine Starkstromquelle voraussetzt, kann man die Übertragung einzelner Töne mit außerordentlich einfachen Mitteln erzielen. Wenn man nämlich den Strom einer Drahtrolle mit Hilfe der hierzu üblichen Vorrichtungen im Tempo der Schwingungen einer Saite oder Pfeifenzunge unterbricht, so läßt sich durch die elektromotorische Kraft der Selbstinduktion ein dem Unterbrechungsfunken parallel geschalteter Luftleiter mit Gegengewicht in Schwingungen versetzen. Diese betätigen an der empfangenden Station einen geeigneten Detektor und geben in einem telephonischen Hörer den Ton des Unterbrechers wieder.

Derartige Schwingungen, die als Begleiterscheinung des Unterbrechungsvorganges auch ohne Vorhandensein einer sekundären Wickelung auftreten, sind vornehmlich durch WALTER[1]), und zwar sowohl experimentell wie theoretisch untersucht worden. Es handelte sich dabei um Klarstellung der Wirkungsweise des Kondensators beim Funkeninduktor. Legen wir die übliche Schaltung des Kondensators, parallel zum Unterbrechungsfunken, zugrunde, so verlaufen die Schwingungen auf dem Wege über die Stromquelle und die primäre Rolle. Der Funke bildet dabei einen Nebenweg, der, abgesehen davon, daß er die Wirkung des Induktors

---

[1]) Wied. Ann. 62, 300, 1897.

beeinträchtigt, im besonderen auch diese Schwingungen stört. Um zu einer quantitativen Schätzung der Verhältnisse bei jenem Schwingungsvorgange zu gelangen, nimmt WALTER den Widerstand des Funkens unendlich groß an, und er hat dazu, wie seine Versuche zeigen, bei Anwendung eines Kondensators von genügender Größe, das Recht.

Wesentlich anders spielt sich der hier in Rede stehende Schwingungsvorgang ab. Schaltet man parallel zum Unterbrechungsfunken eine Kapazität, die viel zu klein ist, um ihn zu unterdrücken, so werden ihre beiden Belegungen durch den Extrastrom geladen, entladen sich aber sofort wieder und zwar in oszillatorischer Weise über den Funken allein. Dieser ist also jetzt wesentlich für das Zustandekommen der Schwingungen, und man kann ihn während der kurzen Zeit, in der sich die Schwingungen abspielen, als einen guten Leiter ansehen, zumal er nicht durch den Kondensator geschwächt wird. Hingegen dient die Drahtrolle nur zur Ladung, bildet aber keinen Teil der Schwingungsbahn.

Mit zwei kleinen Luftleitergebilden, wie sie bei dem bekannten Demonstrationsapparat für drahtlose Telegraphie gebraucht werden, kann man die Ausbreitung der Schwingungen nachweisen. Als Detektor wird hier eine SCHLÖMILCHsche Zelle benutzt, die in üblicher Weise mit einem Telephon in Reihe geschaltet ist. Man hört deutlich den Ton eines kleinen Unterbrechers, der im Nebenzimmer aufgestellt ist. Sowohl beim Geber wie beim Empfänger ist eine kleine regulierbare Selbstinduktion angebracht. Das Einschalten von wenigen (5 bis 10) Windungen von 8 cm Durchmesser genügt, um eine Verstimmung herbeizuführen, die sich durch entsprechende Nachregulierung am anderen Apparate wieder beseitigen läßt. Wenn man hingegen eine Selbstinduktion von viel höherem Betrage, z. B. eine Rolle von 0,00025 HENRY, in den Stromkreis des Unterbrechers einschaltet, so ändert dies an der Resonanz nichts, ein Beweis für den Unterschied dieser Schwingungen von denjenigen beim Induktor.

Der Vorgang ist insofern analog den POULSENschen Versuchen, als auch hier jede einzelne Schallschwingung durch eine große Zahl von elektrischen Wellen ausgelöst wird, deren Schwingungszahl weit jenseits der Grenze der Hörbarkeit liegt; sie beträgt hier etwa 3.10^7 pro Sekunde.

Ich habe auch versucht, den Unterbrecher durch ein Mikrophon zu ersetzen. Man kann aber selbst einen lauten Ton auf diese Weise nur mangelhaft übertragen. Hingegen ist es nicht ausgeschlossen, daß man die Möglichkeit, mittels einer solchen einfachen und sehr sicher wirkenden Vorrichtung Morsezeichen zu geben, auch praktisch verwertet. Ich selbst habe die Versuche bis jetzt nur ausgedehnt auf eine Entfernung von etwa 20 m, wobei die Apparate durch mehrere dicke Mauern getrennt waren.

Ein elektrochemisches Chronoskop;
von P. Spies.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 367.)

Wenn man ein Voltameter so einrichtet, daß es zur Messung kleiner Elektrizitätsmengen geeignet ist, so läßt es sich auch als Chronoskop benutzen. Anstatt wie bei der gewöhnlichen Anwendung des Voltameters die Zeit nach der Uhr zu bestimmen und dann aus der Quantität der Zersetzungsprodukte einen Schluß auf die Stromstärke zu ziehen, hat man nun umgekehrt die Stromstärke direkt zu messen und ermittelt mit Hilfe des Voltameters die Dauer des Stromdurchganges und damit diejenige eines beliebigen Vorganges, den man so ablaufen läßt, daß seine Dauer mit der des Stromes übereinstimmt.

Das einzige Voltameter, das hierfür in Frage kommen dürfte, ist das Knallgasvoltameter. Allerdings kann man die abgeschiedenen kleinen Gasmengen nicht in der üblichen Weise messen, sondern man bestimmt sie durch das Volumen der von ihnen verdrängten Flüssigkeit. So kommt man auf die Form des bekannten Hofmannschen Apparates, mit der Abänderung, daß das Steigrohr durch eine ziemlich enge Kapillare, von 1 bis 2 qmm Querschnitt, gebildet wird. Die Messung erfolgt an diesem Steigrohre, nicht, wie sonst üblich, an den Gasentwickelungsrohren. Außer der größeren Empfindlichkeit gewährt dieses Verfahren den Vorteil, daß die Gasblasen, die an den Elektroden sitzen bleiben und bei der gewöhnlichen Meßmethode nicht berücksichtigt werden, an der Verdrängung teilnehmen und demnach mitgemessen werden.

Da bei größeren Steighöhen die abgeschiedenen Gase unter einem Überdruck stehen, wird die Angabe des Instruments verhältnismäßig geringer als bei kleinen Steighöhen. Diesen Fehler kann man beseitigen, indem man am oberen Ende des Steigrohrs

einen luftverdünnten Raum anbringt. Dazu ist das übliche hier befindliche Ansammlungsgefäß mit Hähnen versehen und kann mit einer kleinen Luftpumpe verbunden werden. Saugt man hier so lange, bis ein neben dem Steigrohr befindliches, mit Säure gleicher Dichte gefülltes Gefäßmanometer denselben Stand zeigt, wie die Flüssigkeit im Steigrohr, so steht das entwickelte Gas unter atmosphärischem Druck. Relative Messungen lassen sich also ziemlich einfach ausführen.. Bei den meisten Demonstrationen wird man auf jene Kompensation verzichten können. Auch auf eine Messung des zur Anwendung gelangenden Stromes kann man bei relativen Messungen verzichten; nur muß man dafür sorgen, daß der Strom während der beiden zu vergleichenden Vorgänge genau der gleiche ist. Es ist vorteilhaft, die Zahl der zu benutzenden Akkumulatoren möglichst groß zu wählen und dafür mit eingeschaltetem Widerstand zu arbeiten, da auf diese Weise alle Störungen, z. B. Änderung der Gegenkraft der Polarisation, wenig ins Gewicht fallen.

Die Genauigkeit eines derartigen Voltameters ist naturgemäß ebenso groß, oder, wenn man will, ebenso gering, wie die des Knallgasvoltameters überhaupt. Die Absorption eines Teils der Gase scheint keine größere Rolle zu spielen als bei Messungen, die sich über längere Zeit ausdehnen. Bereits vor dem eigentlichen Versuche muß man, wie üblich, eine Zeitlang Strom durch den Apparat schicken. Dann ist die Zeit zwischen Stromschluß und dem Einsetzen der normalen Stromstärke außerordentlich kurz. Ich habe dies durch Versuche mit der BRAUNschen Röhre feststellen können. Dementsprechend ist es auch ohne großen Einfluß auf die Angaben des Instrumentes, wenn man durch einen sehr schwachen Strom, der bis unmittelbar zum Beginne des eigentlichen Versuchs dauert, die Platten bereits vollständig auf die Polarisationsspannung auflädt. Man kann dies sehr einfach erreichen, indem man beispielsweise einen hohen Widerstand parallel zu dem Ausschalter legt, der zu Beginn des zu messenden Vorganges den normalen Strom einschalten soll. Der Ausschalter schließt dann den Widerstand kurz. Die hierdurch erzielte Verbesserung ist, wie gesagt, nicht groß.

Das hier befindliche Exemplar des Apparates hat bei einer Stromstärke von 1,43 Amp. eine Empfindlichkeit von 0,003 Sekunden

pro Teilstrich. Das genügt z. B. vollkommen, um den freien Fall für 80 bzw. 20 cm Höhe zu zeigen.

Theoretisch beträgt der Fallraum 0,404 bzw. 0,202 Sekunden, so daß wir 134,6 bzw. 67,3 Teilstriche erhalten müssen, Größen, die sich durch Projektion bequemer sichtbar machen lassen, als bei einem anderen mir bekannten Chronoskop.

Als weitere Vorteile des Apparates glaube ich folgende hervorheben zu dürfen:

1. Er hat keine beweglichen Teile, die das Ein- und Ausrücken vermitteln.

2. Er stellt ein eichbares Chronoskop dar.

3. Der Wert eines Skalenteils ist in den verschiedenen Teilen der Skala konstant; er läßt sich in weiten Grenzen durch Wahl einer entsprechenden Stromintensität variieren und dadurch den verschiedensten Zwecken anpassen. Soll etwa die Geschwindigkeit eines Geschosses bei einer Strecke von nur 10 m gemessen werden, wozu beispielsweise eine Zeit von 0,02 Sekunden gehöre, so wird man die Stromstärke dreimal so groß wählen, wie oben angegeben, so daß man 20 Teilstriche erhält.

Untersuchungen, betr. die Radioaktivität des Bleies und der Bleisalze;

von H. Geitel und J. Elster.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 367.)

In zwei vor kurzem erschienenen Abhandlungen[1]) hatten wir gezeigt, daß aus Blei und Bleisalzen sich auf chemischem Wege Stoffe abscheiden lassen, deren Aktivität die des Bleies bedeutend übertrifft und deren Strahlung der des Ra F (Polonium) in ihrem Verhalten sehr ähnlich ist.

Inzwischen ist der Nachweis gelungen, daß Ra F tatsächlich der wirksame Bestandteil in diesen Produkten ist.

Dies folgt aus der Übereinstimmung der Halbierungskonstante und des Ionisierungsbereiches der von ihnen ausgehenden α-Strahlen in Luft, sowie aus dem chemischen Verhalten der aktiven Substanz, die sich wie Polonium aus salzsaurer Lösung auf Kupferplatten niederschlagen läßt. In Übereinstimmung hiermit steht der Befund von Mc. Lennan, daß die natürliche Aktivität des Bleies nicht für alle Sorten gleich ist, ja, daß sehr alte Proben inaktiv sind. Die letztere Wahrnehmung konnte an einem Stücke über 100 Jahre alten Bleies bestätigt werden, das wir der Freundlichkeit des Herrn E. Gerland (Klausthal) verdanken.

Es ist daher anzunehmen, daß das gewöhnliche Blei in der Regel Spuren von Ra D gelöst enthält, das entsprechend seiner großen Halbierungskonstante auf lange Zeit Ra E und Ra F entwickelt, von denen das letztere sich durch seine α-Strahlung als Ionisator der Luft bemerklich macht.

Die Abscheidung der aktiven Massen aus reinem Bleiacetat nach unserem Verfahren ist — im letzten Teile der Untersuchung

---

[1]) Phys. ZS. 7, 841, 1906 und 8, 273, 1907.

— auf unsere Bitte in dem chemischen Laboratorium der Zuckerfabrik Wendessen bei Wolfenbüttel von Herrn Dr. BRUNCKE ausgeführt, dem wir für seine Freundlichkeit zu Dank verpflichtet sind. Wir erreichten so eine Gewähr dafür, daß nicht etwa eine Verschleppung von Polonium aus den Arbeitsräumen in die Präparate stattfinden konnte, die in unserem Laboratorium nicht so sicher auszuschließen gewesen wäre.

Eine ausführliche Darstellung des Ganges der Untersuchung wird noch in der Physikalischen Zeitschrift gegeben werden.

Mikroskopische Untersuchungen der Schicht photographischer Platten;
von W. Scheffer.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)
(Vgl. oben S. 367.)

Gegenstand dieser Untersuchungen war:

1. Die Gestalt der Körner solcher Schichten und die Gestaltsveränderungen, welche diese Körner bei den verschiedenen photographischen Vorgängen erfahren.

2. Die räumliche Verteilung der Körner in den photographischen Schichten und die Beziehung der räumlichen Anordnung dieser Körner zu den verschiedenen photographischen Verfahren.

Der erste Teil des Vortrages beschäftigte sich mit den Untersuchungen der Gestalt und der Gestaltsveränderungen der Körner. Es wurde an Lichtbildern gezeigt, daß die Entwickelung der schwarzen, das negative Bild darstellenden Körner an außerordentlich feinen Keimen beginnt. Diese Keime, die das latente Bild darstellen, befinden sich in der Umgebung von sogenannten Ausgangskörnern, die sich im Entwickler nicht lösen. Die Entwickelung kommt dadurch zustande, daß neben diesen keimtragenden Ausgangskörnern noch andere Körner in der belichteten und entwickelbaren Schicht sich befinden, die wahrscheinlich durch Elektrolyse im Entwickler gelöst und sofort wieder in veränderter Form an den Keimen der Ausgangskörner als schwarzes entwickeltes Korn niedergeschlagen werden. Es wurde der Einfluß der Belichtungszeit, d. h. der wirksamen Lichtmenge und der Einfluß des Lösungsverhältnisses des Entwicklers an Lichtbildern gezeigt, sowie der Einfluß des Mengenverhältnisses zwischen Körnern und Leim. Endlich wurden noch die Gestaltsveränderungen des entwickelten Kornes bei der Verstärkung und der Abschwächung besprochen. Im zweiten Teile des Vortrages wurden

die räumlichen Verhältnisse an Querschnitten durch photographische Schichten untersucht. Es wurde der Einfluß der Belichtung der Entwickelung (Lösungsverhältnis, sowie Dauer der Entwickelung) und der Abschwächung untersucht und hierbei die Wichtigkeit des Verhältnisses zwischen Wirkungsgeschwindigkeit und Diffusionsgeschwindigkeit nachgewiesen und gezeigt. Zum Schluß dankte der Vortragende den Firmen R. JUNG in Heidelberg sowie CARL ZEISS in Jena für die vorzüglichen Hilfsmittel, die sie dem Verf. für seine Arbeiten zur Verfügung gestellt hatten.

Die optischen Eigenschaften kolloidaler Goldlösungen;

von G. Mie.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)

(Vgl. oben S. 367.)

Einige Jahre hindurch war in der Optik das Schlagwort der optischen Resonanz sehr gebräuchlich. Vor allem reizten die interessanten Farbenerscheinungen an fein verteilten Metallen dazu, den Begriff der Resonanz auf sie anzuwenden. Seit der schönen Entdeckung des ultramikroskopischen Verfahrens von SIEDENTOPF und ZSIGMONDY gewann die Frage noch besonders an Interesse, weil man ihrer Lösung nun experimentell näher kommen konnte. Ferner kam dazu, daß man die wichtigen theoretischen Untersuchungen von PLANCK über das Verhalten eines aus dicht nebeneinander liegenden elektrischen Resonatoren bestehenden Körpers an Präparaten aus kolloidalen Metallen glaubte nachprüfen zu können.

Freilich findet man bald, wenn man die bisherigen theoretischen Erwägungen näher ansieht, daß sie doch mit sehr vagen Begriffen operieren. So bleibt es beispielsweise unklar, ob man die Absorption des Mediums mit dem durch die diffuse Strahlung der kleinen Teilchen bedingten Lichtverlust zu identifizieren hat wie es in der PLANCKschen Theorie geschieht, oder ob noch eine richtige Absorption in den Metallteilchen stattfindet. Es ist noch nicht einmal festgestellt, ob zwischen Theorie und Messung wirklich Übereinstimmung in der wichtigen Frage herrscht, wie sich das Absorptionsmaximum mit der Teilchengröße verschiebe. Auch abgesehen hiervon gibt es noch andere sehr schwerwiegende Bedenken gegen die Resonanztheorie, ich will als Beispiel nur auf die von POCKELS gemachten Einwände hinweisen.

Nichtsdestoweniger spielt auch noch heute die optische Resonanz eine große Rolle in den Versuchen, die man zur Er-

klärung der Farben kolloidaler Metallösungen macht. Ich erwähne nur, daß die zusammenfassende Monographie von ZSIGMONDY über kolloidale Lösungen[1]) noch ganz auf diesem Standpunkt steht.

Unter diesen Umständen hielt ich es für wichtig, daß einmal Versuche und Messungen angestellt würden, die die Anwendung irgendwie dehnbarer Begriffe unmöglich machten und wirklich eine scharfe Entscheidung der Frage lieferten. Ich veranlaßte deswegen Herrn STEUBING, im Greifswalder Institut Messungen anzustellen, nur an einer kleinen Zahl von Lösungen, indem aber an jeder einzelnen Lösung alles berücksichtigt werden sollte, was für die Beantwortung der Frage wichtig zu sein schien.

Herr STEUBING, dessen Arbeit bald ausführlich veröffentlicht werden wird, beschränkte sich auf Lösungen von kolloidalem Gold in Wasser, die er auf chemischem Wege herstellte, meistens mit Hydrazin, teilweise auch mit ätherischer Phosphorlösung. Er richtete sein Bestreben ganz besonders darauf, daß er Lösungen bekam, die möglichst gleichartige Teilchen enthielten, sowohl der Farbe als auch der Helligkeit nach, wenn man sie im Ultramikroskop beobachtete. Die Teilchen durften ferner nicht zu klein sein, so daß man sie noch zählen konnte. Von allen Lösungen, die er sich herstellte, unterwarf er schließlich acht der ausführlichen Untersuchung. Es waren das drei rubinrote Lösungen mit ganz verschiedener Teilchengröße, ferner drei tiefblaue Lösungen, deren diffuse Ausstrahlung braungelb aussah, eine violette Lösung, die im Gegensatz zu den anderen doch recht verschiedenartige Teilchen aufwies, endlich eine schwach absorbierende grünblaue Lösung, die besonders dadurch sehr auffällig war, daß sie bei einer verhältnismäßig beträchtlichen Teilchengröße nur eine sehr schwache grünlichgraue diffuse Ausstrahlung zeigte.

An jeder dieser Lösungen wurden die folgenden Messungen und Beobachtungen gemacht:

Erstens wurde mit einem vorzüglichen KÖNIG-MARTENSschen Spektralphotometer von SCHMIDT & HAENSCH die Absorptionskurve in bekannter Weise ermittelt.

---

[1]) ZSIGMONDY, Zur Erkenntnis der Kolloide, Jena, G. Fischer, 1905.

Zweitens wurde die Intensität des seitlich ausgestrahlten Lichtes, und zwar in der Richtung senkrecht zu dem durch die Lösung gehenden Lichtstrahl gemessen, im Vergleich zur Stärke des durchgehenden Lichtes. Und zwar wurden zwei verschiedene Messungsreihen gemacht, indem einmal der Teil der Ausstrahlung genommen wurde, dessen Schwingungsrichtung senkrecht zum einfallenden Lichtstrahl stand, das andere Mal dagegen der Teil, dessen Schwingungsrichtung parallel dem einfallenden Lichtstrahl war. In allen Fällen war dieser zweite Teil nur ein ganz geringer Bruchteil des ersten (höchstens etwas mehr als 1 Proz.), doch schien es uns für die theoretische Erkenntnis wichtig zu sein, auch ihn genau zu untersuchen. Wie diese Messungen angestellt wurden, werde ich im folgenden noch sagen.

Drittens wurde im Ultramikroskop die Zahl der Teilchen im Cubikmillimeter ermittelt.

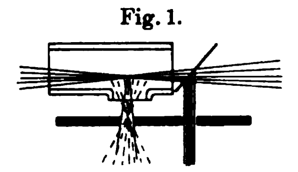
Viertens wurde der Goldgehalt durch eine Art Elektrolyse ermittelt. Es wurde ein elektrischer Strom hindurchgeleitet, wobei sich die Goldteilchen auf der Platinkathode niederschlugen. Herr STEUBING glaubte so am leichtesten die suspendierten Goldteilchen vollständig bekommen zu können.

Fünftens wurde noch der Polarisationszustand des seitlich ausgestrahlten Lichtes im Ultramikroskop mit Hilfe eines BABINETschen Kompensators festgestellt. Bei diesen Versuchen wurde mit polarisiertem Lichte beleuchtet, dessen Schwingungsrichtung entweder senkrecht zur Mikroskopachse war (erste Hauptlage des Polarisators) oder parallel dazu (zweite Hauptlage). Es zeigte sich stets geradlinig polarisiertes Licht, gemischt mit unpolarisiertem Lichte, niemals sandten die von Herrn STEUBING benutzten Lösungen elliptisch polarisiertes Licht aus. Bei der ersten Hauptlage des Polarisators war fast alles Licht geradlinig polarisiert, nur wenig unpolarisiertes war beigemischt. Bei der zweiten Hauptlage war umgekehrt das Licht fast ganz unpolarisiert, nur bei einigen Lösungen zeigte sich eine Spur polarisierten Lichtes dabei.

Die Messung des seitlich zerstreuten Lichtes wurde in der Weise ausgeführt, daß die Lösung in einem Stückchen Glasrohr, das in geeigneter Weise mit Fenstern aus dünnem Deckglas versehen war, vor den einen Spalt des Photometers gebracht wurde.

Man ließ nun durch die Lösung ein Lichtbündel in ganz derselben Weise hindurchgehen wie bei ultramikroskopischen Beobachtungen, und zwar so, daß die engste Einschnürung des Lichtbündels gerade vor dem Spalt war. Man bekam dann also in diesen Spalt hinein einen bestimmten Bruchteil des seitlich zerstreuten Lichtes. In den anderen Spalt wurde durch ein unter 45° aufgestelltes Deckglasplättchen ein Teil des beleuchteten Lichtbündels direkt hineinreflektiert, die Stelle der engsten Einschnürung lag gerade im Spalt, der so breit gewählt wurde, daß er nichts mehr abblendete (Fig. 1). Durch geeignete Rauchgläser wurde dies direkt reflektierte Lichtbündel so weit abgeschwächt, daß es bequem

Fig. 1.



mit dem von der Lösung ausgestrahlten Licht zu vergleichen war. Es ließen sich alle Daten ermitteln, welche noch nötig waren, um aus diesen Messungen die ganze Lichtmenge zu berechnen, die 1 cmm der Lösung ausstrahlt, wenn es von einem Lichtstrahl von der Intensität I durchleuchtet wird. Man kann so feststellen, ob wirklich die Absorption in der Lösung hauptsächlich auf der seitlichen Ausstrahlung beruhe oder nicht. An allen Lösungen wurde festgestellt, daß die seitliche Ausstrahlung nur einen kleinen Bruchteil des ganzen Lichtverlustes ausmacht.

Ich will ihnen hier nur die an den drei rubinroten Lösungen gewonnenen Messungsresultate zeigen (Fig. 2 u. 3). Die Durchmesser der Goldteilchen sind, unter Annahme von Kugelgestalt, aus der ultramikroskopisch ermittelten Zahl und aus dem durch Elektrolyse gefundenen Goldgehalt berechnet zu 20 $\mu\mu$, 36 $\mu\mu$, 51 $\mu\mu$. Die erste Zahl (20 $\mu\mu$) ist nur geschätzt, da die Teilchen für das beim Zählen benutzte nicht sehr lichtstarke Objektiv schon zu klein waren. Die Kurven sind aus den gemessenen Zahlen nach Umrechnung auf ein und denselben Goldgehalt (0,025 mg Gold in 1 ccm) konstruiert. Man sieht folgendes an ihnen:

Erstens: die Absorptionskurve ändert sich bei einem bestimmten Goldgehalt nur wenig mit der Größe der Teilchen. Vor

allen Dingen verschiebt sich die Lage des Absorptionsmaximums kaum, es liegt stets zwischen 525 und 530 $\mu\mu$ Wellenlänge. Auch sonst ist der Verlauf der Kurven in allen drei Lösungen sehr ähnlich. Nur steigt die Absorptionskurve für die Lösung mit den gröbsten Teilchen an der Stelle des Maximums der Absorption um etwa 20 Proz. höher als die der beiden anderen Lösungen.

Zweitens: die ausgestrahlte Lichtmenge ist nur ein geringer Bruchteil des im ganzen absorbierten Lichtes. Die Absorption

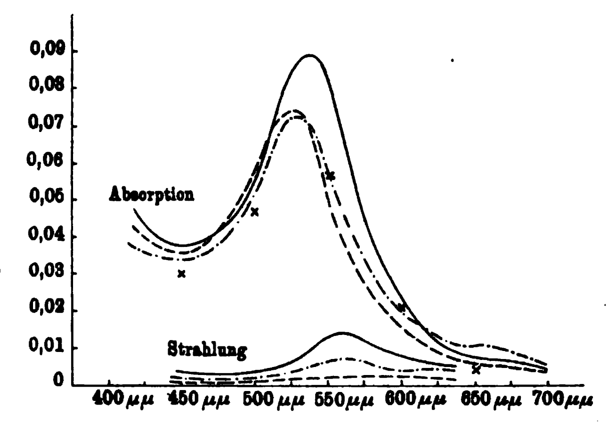


Fig. 2. Absorption und diffuse Strahlung 0,0025 prozentiger rubinroter Goldlösungen pro Cubikmillimeter.
——————— Teilchendurchmesser 51 $\mu\mu$,
—·—·—·— Teilchendurchmesser 36 $\mu\mu$,
— — — — — Teilchendurchmesser etwa 20 $\mu\mu$,
× Absorption, für den Teilchendurchmesser 36 $\mu\mu$ berechnet.

beruht also im wesentlichen auf einer wirklichen Vernichtung des Lichtes in den suspendierten Goldpartikelchen.

Drittens: die Kurven der diffusen Strahlung sind ihrer absoluten Höhe nach für die drei Lösungen sehr verschieden, aber sie verlaufen für alle drei ziemlich ähnlich. Sie haben alle drei ein Maximum, das etwas weiter nach der Seite der langen Wellen hin liegt als das Maximum der Absorptionskurve (in der Gegend von 570 $\mu\mu$). Abgesehen von diesem ähnlichen Maximum verlaufen die Kurven recht verschieden von den Kurven der Absorption.

Viertens: Die Ordinaten der drei Strahlungskurven verhalten sich überall ungefähr so wie die Zahlen 1 : 6 : 14, es ist das unge-

führ das Verhältnis der dritten Potenzen der Teilchendurchmesser ($20^3:36^3:51^3$), d. h. das Verhältnis der Teilchenvolumina.

Im roten Teile des Spektrums sind diese Gesetzmäßigkeiten am schlechtesten ausgeprägt. Es liegt das aber wahrscheinlich einfach daran, daß es nicht möglich war, die Lösungen ganz frei von den für die blauen Lösungen charakteristischen stark strahlenden rotgelben Teilchen zu bekommen, die besonders die Strahlungsmessungen im roten Teile des Spektrums fälschen müssen,

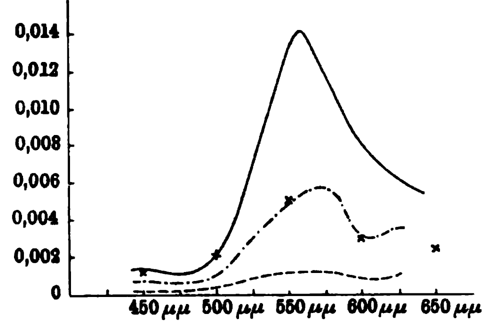


Fig. 3. Diffuse Strahlung der 0,0025 prozentigen rubinroten Goldlösungen, in größerem Maßstabe gezeichnet.
——————— Teilchendurchmesser 51 μμ,
·—·—·—·— Teilchendurchmesser 36 μμ,
— — — — — — Teilchendurchmesser etwa 20 μμ,
× Strahlung, für den Teilchendurchmesser 36 μμ berechnet.

und zwar um so stärker, je geringer das Strahlungsvermögen der grünen Teilchen selber ist.

Ähnliche Resultate ergaben die blauen Lösungen. Nur lagen bei ihnen die Maxima der Kurven im Gelb und Rot und waren viel weniger steil. Die Strahlung war verhältnismäßig stärker als bei den roten Lösungen. Ferner waren die Kurven der verschiedenen Lösungen doch nicht so einförmig gleichartig wie die der roten. Jedenfalls ergab sich aber auch hier mit voller Sicherheit, daß Farbe der Lösung und Teilchengröße in keinem gesetzmäßigen Zusammenhange miteinander stehen.

Aus allen diesen Tatsachen folgt, wie mir scheint, unwidersprechlich, daß in kolloidalen Goldlösungen von irgend welchen Resonanzerscheinungen nicht die Rede sein kann. Ich habe mich, nachdem dieses Resultat gewonnen war, bemüht, eine theoretische

Erklärung für die Farbe der Lösungen zu gewinnen. Das einfachste wäre es wohl gewesen, die RAYLEIGHsche Theorie der trüben Medien einfach für Partikelchen mit den eigentümlichen optischen Eigenschaften der Metalle zu verallgemeinern. Indessen geht das doch nicht ohne weiteres, weil in den untersuchten Goldlösungen die Partikelchen so groß sind, daß man sie keineswegs mehr gegen die Lichtwellenlänge unendlich klein setzen darf, wie es die RAYLEIGHsche Theorie verlangt. Ich habe deswegen das Problem der Zerstreuung des Lichtes an kleinen Partikelchen zunächst einmal für den Fall durchgerechnet, daß diese Partikelchen kugelförmig, optisch homogen, metallisch sind. Man bekommt da für das seitlich zerstreute Licht eine, oder genauer zwei Reihen nach Kugelfunktionen. Man kann sich aber bei Kügelchen, die nicht größer sind als die Teilchen in den von Herrn STEUBING untersuchten Lösungen, ganz gut auf das erste Glied beschränken. Sind die Partikelchen äußerst klein, so bekommt man natürlich die bekannte RAYLEIGHsche Formel:

$$N \cdot \frac{24 \cdot \pi^3 \cdot V^2}{\lambda'^4} \cdot \left| \frac{n_0^2 - n_1'^2}{2 n_0^2 + n_1'^2} \right|^2,$$

wo N die Zahl der Partikelchen in Cubikmillimeter V das Volumen eines von ihnen, λ' die Wellenlänge in Wasser, n_0 den Brechungsexponenten des Wassers, n_1' den komplexen Brechungsexponenten des Goldes $n \cdot (1 - i\varkappa)$ bedeuten; durch die beiden Vertikalstriche soll angedeutet sein, daß der absolute Betrag des zwischen ihnen stehenden komplexen Wertes zu nehmen ist. Für die untersuchten Lösungen, deren Teilchen schon recht groß sind, ist aber diese Formel nicht mehr genau, man muß sich da die Brechungsexponenten mit Faktoren versehen denken, etwa so:

$$N \cdot \frac{24 \cdot \pi^3 \cdot V^2}{\lambda'^4} \cdot \left| \frac{a \cdot n_0^2 - b \cdot n_1'^2}{2 c \cdot n_0^2 + d \cdot n_1'^2} \right|^2,$$

wo die a, b, c, d mit kleiner werdendem V sich mehr und mehr der 1 nähern.

Immerhin stellt die RAYLEIGHsche Formel schon eine grobe Näherung dar, denn aus ihr sind die beiden Gesetzmäßigkeiten, die die Messungen in groben Zügen aufweisen, zu erklären, nämlich: 1. daß der Verlauf der Strahlungskurve für alle Teilchengrößen ähnlich ist; 2. daß bei gleichem Goldgehalt ($N \cdot V = \text{const}$)

die Ordinaten der Strahlungskurven den Teilchenvolumina V proportional sind. Daß aber die Kurve einen so gänzlich anderen Verlauf hat, wie das für isolierende Teilchen gültige RAYLEIGHsche Gesetz (proportional mit λ'^{-4}), liegt einfach daran, daß bei den Metallen der Ausdruck $(n_0^2 - n_1'^2)/(2 n_0^2 + n_1'^2)$ ganz außerordentlich stark mit der Wellenlänge variiert, so daß dadurch die Veränderung des Faktors λ'^{-4} gänzlich verdeckt wird.

Auch den Absorptionskoeffizienten kann man leicht berechnen. Man findet für verdünnte Lösungen, die wir hier allein betrachten, wenn die Teilchen unendlich klein sind:

$$\varkappa = N \cdot V \cdot \frac{6\pi}{\lambda'} Jm\left(\frac{n_0^2 - n_1'^2}{2 n_0^2 + n_1'^2}\right).$$

Das Symbol Jm () soll bedeuten, daß der imaginäre Teil des komplexen Ausdruckes zu nehmen ist. Bei den zu den Messungen verwendeten Lösungen muß man auch hier die Koeffizienten a, b, c, d hinzufügen. Indessen kann die Formel ohne diese Koeffizienten schon als grobe Näherung gelten. Man sieht daraus, daß die Absorptionskurve bei gleichem Goldgehalt ($N . V$ = const) für alle Lösungen dieselbe ist, ganz unabhängig von der Größe der Teilchen.

Sehr auffallend ist es, daß der Absorptionskoeffizient $\varkappa$ der kolloidalen Lösung eine ganz andere Größe ist als der des festen Metalles. Ich habe einige Punkte der theoretisch gefundenen Kurven, sowohl für Strahlung als auch für Absorption, für den Teilchendurchmesser 36 $\mu\mu$ berechnet, indem ich die optischen Konstanten des Goldes aus den neuesten Messungen von HAGEN und RUBENS in die Formeln einsetzte. Die berechneten Werte sind als Kreuzchen in Fig. 2 und 3 eingetragen [1]). Man sieht, daß sie im allgemeinen mit den gemessenen Werten recht gut stimmen. Die Abweichung der Strahlenkurve im Rot erklärt sich aus der nicht zu vermeidenden Anwesenheit einiger stark strahlenden rotgelben Teilchen. Die Abweichung der Absorptionskurve im kurzwelligen Teile des Spektrums ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß, wie auch HAGEN und RUBENS be-

[1]) Ich habe hinterher bemerkt, daß meine Rechnung noch nicht ganz genau ist. Indessen werden die Schlußfolgerungen dadurch nicht beeinflußt. In einer ausführlichen Publikation werde ich genauere Werte bringen.

merken, aus den Messungen der Reflexion und Absorption der komplexe Brechungsexponent $n.(1 - i\varkappa)$ im violetten Teile des Spektrums nicht ganz sicher zu ermitteln ist.

Wir können jedenfalls folgende Resultate aussprechen.

1. Die optischen Eigenschaften der rubinroten Goldlösungen sind vollständig zu erklären unter der Annahme, daß die Partikelchen eine kugelartige Gestalt haben.

2. Das in dieser Form fein verteilte Gold zeigt eine ganz andere Absorption als das feste Gold, es ist nicht blaugrün, sondern rot durchsichtig.

3. Von optischer Resonanz kann in den roten Goldlösungen nicht die Rede sein.

Ob es überhaupt etwas wie Resonanz an kugelförmigen Goldteilchen gibt, ist eine Frage, die ich noch nicht untersucht habe, die ich aber an der Hand der genauen Formeln noch zu beantworten gedenke.

Sicher kann man schon jetzt sagen, daß auch die Farbe der blauen Goldlösungen absolut nichts mit der Resonanz zu tun hat. Wie diese Farbe etwa zu erklären sein möchte, darauf möchte ich hier noch nicht eingehen.

Ladungseffekte an Poloniumpräparaten;
von E. Aschkinass.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)
(Vgl. oben S. 367.)

Bekanntlich sind die α-Teilchen, die von den radioaktiven Substanzen fortgeschleudert werden, positiv elektrisch geladen. Das ergab sich zunächst aus dem Sinne der Ablenkungen, die jene Strahlen in magnetischen und elektrischen Feldern erleiden. Später erst gelang es, die Ladungen, die von ihnen transportiert werden, auf isolierten Leitern aufzufangen und deren positives Vorzeichen unmittelbar zu erkennen[1]. Zu diesem Zwecke mußte der Raum, in dem die Beobachtungen angestellt wurden, außerordentlich stark evakuiert werden, da die α-Strahlen ein ungemein hohes Ionisierungsvermögen besitzen, so daß bereits durch die Anwesenheit sehr geringer Gasmengen das Auffangen der mitgeführten Ladungen vereitelt wird. Dennoch hatten die ersten Versuche, die in jener Richtung angestellt wurden, nicht zu dem erwarteten Ergebnis geführt; sie glückten erst, als man die Strahlung der radioaktiven Körper dauernd der Einwirkung eines transversalen magnetischen Feldes unterwarf. Es zeigte sich nämlich daß die betreffenden Präparate — Radiumbromid im Zustande seiner Minimalaktivität und Polonium — nicht, wie man glaubte, lediglich α-Strahlen emittieren, sondern daneben noch Elektronen von geringer Geschwindigkeit. Die negativen Ladungen dieser letzteren neutralisieren daher unter gewöhnlichen Umständen die Mengen positiver Elektrizität, die von den α-Teilchen mitgeführt werden. Aus diesem Grunde müssen die ausgesandten Elektronen verhindert werden, den isolierten Leiter, auf dem die Ladungen aufgefangen werden sollen, zu erreichen. Ein magnetisches Feld von geringer Intensität genügt bereits, die Bahn der negativen

---

[1]) Vgl. Rutherford-Aschkinass, Die Radioaktivität, S. 55 f. Berlin, J. pringer, 1907.

Teilchen so stark zu krümmen, daß sie sämtlich zu dem aktiven Präparate zurückkehren, da sie eine relativ sehr geringe Geschwindigkeit — $3,25 \times 10^8$ cm pro Sekunde [1]) — besitzen; die Flugbahn der α-Teilchen wird hingegen durch ein schwaches Feld nicht merklich beeinflußt.

Offenbar läßt sich nun erwarten, daß ein Poloniumpräparat im hohen Vakuum seinerseits eine negative Ladung annimmt, wenn es der Einwirkung eines magnetischen Feldes unterliegt. Davon kann man sich in der Tat leicht überzeugen. Das Präparat, das ich benutzte, entstammte der Braunschweiger Chininfabrik und bestand aus einem dünnen Poloniumniederschlage auf einer kreisförmigen Kupferscheibe von 4 cm Durchmesser. Zur Zeit meiner Versuche besaß die aktive Substanz ein Alter von etwa sieben Monaten. Das Präparat war, durch Bernstein isoliert, in ein stets zur Erde abgeleitetes kupfernes Gehäuse eingesetzt und konnte mit einem DOLEZALEKschen Elektrometer verbunden werden. Das Kupfergefäß wurde so zwischen die Pole eines Elektromagnets gestellt, daß die Kraftlinien parallel zur Ebene der aktiven Schicht verliefen. Evakuiert wurde mit Hilfe einer KAHLBAUMschen Quecksilberluftpumpe und weiter nach der DEWARschen Methode durch Absorption der Gasreste in mit flüssiger Luft gekühlter Kokosnußkohle. Zur Erregung des Magnets diente ein Strom von 1 Amp. Stärke. Wurde das zuvor geerdete Polonium dann mit dem Elektrometer in Verbindung gesetzt, so war schon nach wenigen Sekunden das Auftreten einer negativen Ladung von recht erheblichem Betrage zu beobachten, die allmählich immer größer wurde. Nach 2 Minuten hatte die aktive Platte spontan ein Potential von etwa —1 Volt angenommen. Die emittierten Elektronen kehrten dabei sämtlich wieder zum Polonium zurück; eine Verstärkung (und ebensowenig eine mäßige Schwächung) des Magnetfeldes hatte nämlich keinen Einfluß auf die Größe des beobachteten Ladungseffektes.

Wurde das Poloniumpräparat in derselben Anordnung wie zuvor mit dem Elektrometer verbunden, doch ohne daß man ein Magnetfeld auf die ausgesandten Teilchen einwirken ließ, so zeigte sich gleichfalls eine allmählich wachsende elektrische Ladung. In

---

[1]) P. EWERS, Phys. ZS. 7, 148, 1906.

diesem Falle besaß sie aber positives Vorzeichen. Dem absoluten Betrage nach war der Effekt ungefähr ebenso stark wie früher: binnen 2 Minuten stieg jetzt also das Potential der radioaktiven Schicht spontan auf etwa $+1$ Volt. Da jetzt kein magnetisches Feld mehr in Wirksamkeit trat, mußten neben den α-Teilchen auch die Elektronen die aktive Platte verlassen. Würde daher gleichviel negative wie positive Elektrizität ausgestrahlt, so hätte das Polonium im zweiten Versuche ungeladen bleiben müssen. In Wahrheit lädt es sich aber ungefähr ebenso stark positiv wie im anderen Falle negativ, so daß man schließen muß: Polonium emittiert etwa doppelt so viel negative wie positive Elektrizität. Unter der Annahme, daß jedes α-Teilchen ein (positives) Elementarquantum mit sich führt, folgt daraus, daß die Zahl der fortgeschleuderten Elektronen etwa doppelt so groß ist, wie die der emittierten α-Teilchen. Nach neueren Versuchen von RUTHERFORD lassen sich indessen Gründe anführen zugunsten der Auffassung, daß ein α-Teilchen mit zwei Elementarquanten geladen sei. In diesem Falle wären in der Strahlung des Poloniums ungefähr viermal so viel Elektronen wie α-Teilchen vorhanden.

SODDY hat gelegentlich unter anderem die Ansicht vertreten, daß die α-Teilchen zunächst in ungeladenem Zustande fortgeschleudert würden und ihre Ladung erst nach dem Austritt aus der radioaktiven Substanz durch Zusammenstoß mit Gasmolekülen erhielten. Die Resultate der oben beschriebenen Versuche zeigen, daß diese Auffassung nicht richtig sein kann. Denn das Poloniumpräparat lud sich im magnetischen Felde negativ, offenbar wurden also positive Teilchen von ihm fortgeschleudert.

Berlin, Physikal. Institut d. Kgl. Technischen Hochschule, September 1907.

Über Anfangsgeschwindigkeit und Menge der photoelektrischen Elektronen in ihrem Zusammenhange mit der Wellenlänge des auslösenden Lichtes;

von Erich Ladenburg.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)

(Vgl. oben S. 368.)

Vor kurzem[1]) habe ich gezeigt, daß auf die Größe des photoelektrischen Effektes eine Temperaturerhöhung der bestrahlten Platte ohne Einfluß ist. Diese Tatsache ist unter der Annahme von Resonanzwirkung nicht so ohne weiteres verständlich, da man doch a priori annehmen muß, daß durch Energieerhöhung der Träger der Elektronen auch letztere beeinflußt werden müssen.

Ich nahm deshalb an, daß die in den erwähnten Versuchen erreichte Temperaturerhöhung von etwa 800° eine im Vergleich zu der enormen Schwingungszahl des wirkenden Lichtes zu geringe Änderung in der Periode der schwingenden Teilchen zur Folge habe, als daß sie beobachtet werden könne. Eine solche oder ähnliche Annahme mußte — wie gesagt — gemacht werden, wenn man an der Anschauung festhalten wollte, daß es sich bei der Auslösung des photoelektrischen Effektes um eine Resonanzwirkung handle.

Diese Anschauung ist allgemein verbreitet. Um der Richtigkeit derselben eine weitere Stütze zu geben, schien es mir nötig, festzustellen, wie sich die Anfangsgeschwindigkeit der ausgelösten Elektronen mit der Schwingungsperiode des Lichtes ändert. — Eine Beziehung zwischen diesen beiden Größen ist dann zu erwarten, wenn vollkommene Resonanzwirkung vorhanden ist, d. h. wenn Licht bestimmter Periode nur solche Elektronen auszulösen vermag, die in derselben Periode schwingen.

Die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen wurde durch die positive Aufladung gemessen, die eine isolierte Metallplatte

---

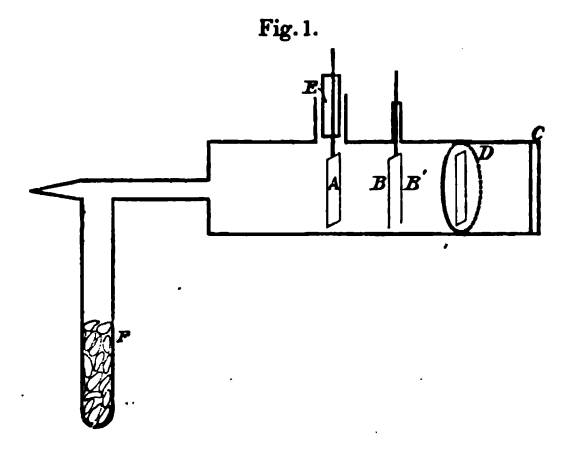
1) Erich Ladenburg, Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 9, 166, 1907.

unter der Einwirkung von ultraviolettem Licht erfährt. Eine solche Platte gibt so lange negative Elektronen ab, bis sie sich zu einem Potentiale aufgeladen hat, welches gerade noch imstande ist, die schnellsten Elektronen festzuhalten. — Der Quadratwurzel aus diesem Potentiale ist also die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen proportional.

Für die definitiven Versuche wurde folgende Versuchsanordnung benutzt:

Die Strahlung der neuen Quarzquecksilber-Hockdrucklampe von W. C. HERÄUS, welche, an 400 Volt angeschaltet, mit dem nötigen Vorschaltwiderstand bei 3,5 Amp. und 190 Volt Klemmen-

Fig. 1.



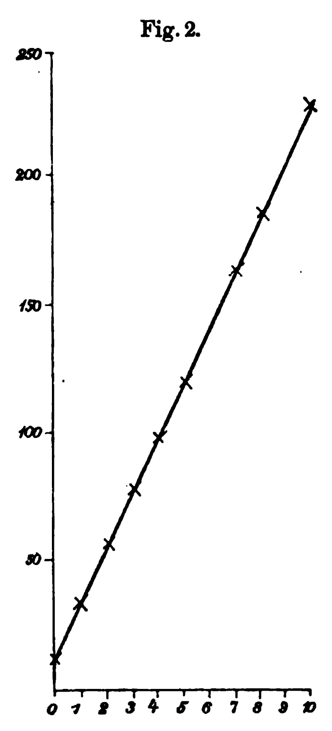
spannung sehr konstant brannte, wurde durch zwei große Quarzkondensatoren auf den Spalt eines Spektrometers konzentriert. Letzteres trug Quarz-Flußspat-Achromate und ein Flußspatprisma. An der Stelle des Okulars befand sich die photoelektrische Zelle. Diese letztere war folgendermaßen konstruiert:

Das zu zu bestrahlende Blech A (s. Fig. 1) war ein schmaler, 2 mm breiter Streifen aus dem zu untersuchenden Metall, welcher durch Bernstein isoliert eingeführt wurde.

B und B' sind zwei ganz dünne Drähte, die geerdet sind und zum Auffangen der Elektronen dienen. D ist ein Glimmerdiaphragma, welches bedingt, daß das Licht eines bestimmten Wellenlängenbereichs möglichst nur die Platte trifft. Das Innere des Gefäßes war versilbert, ebenso das Ansatzrohr, in welches das

Bernsteinstück E eingekittet war. Dieses Rohr war auch außen versilbert und wurde zur Erde abgeleitet, diente also als Schutzring. Verschlossen war das Rohr durch die Quarzplatte C. An das Rohr war ein Glasrohr F angesetzt, in welchem sich ausgeglühte Kokosnußkohle befand. Das Ganze wurde an einer Ölpumpe bis auf Röntgenvakuum ausgepumpt und dann abgeschmolzen. Beim jedesmaligen Anstellen der Versuche wurde das Rohr F in flüssige Luft getaucht, und auf diese Weise ohne weiteres das höchst erreichbare Vakuum hergestellt. Die Platte A war mit einem Quadrantenpaar eines sehr gut isolierenden DOLEZALEKschen Elektrometers verbunden.

Fig. 2.



Trotzdem die beiden Drähte B und B' und das versilberte Innere des Gefäßes, welches trotz des Diaphragmas nicht völlig vor auffallendem Licht geschützt werden konnte, auch geringe Mengen von Elektronen abgeben, und diese das isolierte Blech A treffen, und dadurch dessen Ladung verringern, so bedingt dies doch keine Änderung in dem von dem Blech schließlich erlangten Potential. Es gilt dies, solange die Zahl der die Platte A treffenden negativen Elektronen kleiner ist als die Zahl derer, die die Platte verlassen; dies war bei den zu besprechenden Versuchen stets der Fall.

Auch experimentell läßt sich die Gültigkeit dieser Überlegung zeigen, indem man die beiden Drähte B und B' auf positive Potentiale auflädt und dann wieder die Aufladung des Bleches A unter der Einwirkung des ultravioletten Lichtes mißt. Ist die Bedingung erfüllt, daß diese Aufladung tatsächlich die Werte angibt, die der Geschwindigkeit der fortfliegenden Elektronen entsprechen, so muß die Aufladung der Platte bei irgend einer Wellenlänge linear mit dem an B und B' liegenden Potential wachsen.

Tabelle 1 und Fig. 2 bestätigen dies. In der Tabelle bedeutet P das an den Drähten liegende positive Potential und α die Größe der Aufladung in willkürlichem Maß. Die benutzte Wellenlänge war $\lambda = 218\,\mu\mu$. Die bestrahlte Platte bestand aus Platin.

Tabelle 1.

Pt-Blech. $\lambda = 218\ \mu\mu$.

P	α	P	α
0	13,3	5,15	120,0
1,03	34	7,21	163,0
2,06	56	8,24	185,5
3,09	77,5	10,3	228,0
4,12	98,5		

Die definitiven Versuche wurden an Platin-, Kupfer- und Zinkstreifen angestellt. — Die folgende Tabelle 2 gibt eine Zusammenstellung der erhaltenen Resultate. In derselben bedeutet δ die Ablenkung (Na = 0), λ die daraus berechnete Wellenlänge, N die Schwingungszahl des Lichtes und α die Elektrometerausschläge, d. h. eine der positiven Aufladung der Platte A proportionale Größe.

Tabelle 2.

δ	λ	N	Pt			Cu			Zn		
			α	$\sqrt{\alpha}$	$\frac{N}{\sqrt{\alpha}}$	α	$\sqrt{\alpha}$	$\frac{N}{\sqrt{\alpha}}$	α	$\sqrt{\alpha}$	$\frac{N}{\sqrt{\alpha}}$
2° 10′	274	1,095	—	—	—	35,0	5,91	1,85	—	—	—
2 30	260	1,15	41,0	6,4	1,80	38,5	6,2	1,855	26,0	5,09	2,25
2 50	247	1,21	—	—	—	42,0	6,48	1,865	—	—	—
3	242	1,24	48,7	6,97	1,78	—	—	—	30,0	5,48	2,26
3 10	237	1,265	—	—	—	46,0	6,78	1,865	—	—	—
3 30	229	1,31	56,5	7,52	1,75	50,5	7,11	1,84	36,0	6	2,19
3 50	221	1,35	—	—	—	54,0	7,36	1,83	—	—	—
4	218	1,375	61,0	7,81	1,76	—	—	—	38	6,16	2,23
4 10	215	1,39	—	—	—	57,5	7,58	1,835	—	—	—
4 30	210	1,43	67,2	8,2	1,75	59,0	7,68	1,86	40,5	6,36	2,25
4 50	204	1,47	—	—	—	62,0	7,87	1,87	—	—	—
5	201	1,49	70,8	8,41	1,77	64,0	8,0	1,86	42,5	6,52	2,28

Eine Betrachtung dieser Tabelle lehrt uns zunächst, daß mit abnehmender Wellenlänge die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen zunimmt, und zwar ist dies für alle drei untersuchten Metalle der Fall. Da α dem positiven Potential der bestrahlten Platte proportional ist, so ist $\sqrt{\alpha}$ der Geschwindigkeit der Elektronen proportional. Wie nun die Zahlen der Reihen 6, 9 und 12 erweisen, ergibt sich eine Proportionalität zwischen der Schwingungszahl des wirkenden Lichtes und der Anfangsgeschwindigkeit der durch dasselbe ausgelösten Elektronen. Vielleicht kann man sich diese Tatsache durch folgende Überlegung erklären.

Wenn durch Licht einer Periode nur Elektronen derselben Periode ausgelöst werden, so sind die Schwingungszahlen der bei verschiedenen Wellenlängen ausgelösten Elektronen voneinander verschieden und, wenn wir Pendelschwingungen annehmen, dementsprechend auch die diese Elektronen haltenden Kräfte. Wir wollen voraussetzen, daß diese Kräfte in einer bestimmten, für alle gleichen Entfernung vom Zentrum verschwinden. Ist dann diese Kraft in einem Falle größer als im anderen, so muß dem einen Elektron eine größere lebendige Kraft erteilt werden, um es aus der Wirkungssphäre der Kraft zu bringen, als dem anderen, welches durch eine geringere Kraft gehalten wird. — Da nun die Schwingungszahl der $\sqrt{\text{Kraft}}$ proportional ist, letztere, wie wir eben gesehen haben, der lebendigen Kraft der fortfliegenden Elektronen, also dem Quadrat der Geschwindigkeit, so muß die Schwingungszahl der Geschwindigkeit proportional sein.

Bemerken möchte ich noch, daß ein Verringern der Spaltbreite, also eine Verkleinerung der Intensität des Lichtes, zwar die Zeit der Aufladung verlängert, aber für die schließlich erreichte Größe der Aufladung ohne Einfluß ist.

Die folgende Tabelle 3 enthält für die drei untersuchten Metalle Platin, Kupfer und Zink für eine Reihe von Wellenlängen die dazu gehörigen Anfangsgeschwindigkeiten in Volt. Letztere sind aus den Elektrometerausschlägen berechnet.

Es scheint, daß sich diese Metalle bezüglich der Größe der durch Licht derselben Wellenlänge ausgelösten Anfangsgeschwindigkeiten in einer Reihe, ähnlich der Spannungsreihe, ordnen, in der Weise, daß dem elektropositiveren Metall eine geringere An-

Tabelle 3.

λ	P (Platin)	P (Kupfer)	P (Zink)
260	1,075	1,01	0,685
242	1,28	1,16	0,79
229	1,49	1,33	0,95
218	1,60	1,46	1,0
210	1,76	1,55	1,07
201	1,86	1,69	1,12

fangsgeschwindigkeit zukommt. Nach der eben besprochenen Anschauung würde dies heißen, daß die Kraft, die die Elektronen hält, bei den elektropositiven Metallen geringer ist als bei den elektronegativen, und es würde auch hiermit der Voltaeffekt im Einklang sein, indem bei der Berührung zweier Metalle eine Größe, die gleichsam dem NERNSTschen Lösungsdruck entspricht, beim elektropositiven Metall größer ist als beim elektronegativen.

Wir haben also gesehen, daß verschiedenen Schwingungszahlen des auslösenden Lichtes auch verschiedene Anfangsgeschwindigkeiten entsprechen, und die bekannte von LENARD[1]) aufgefundene Verteilung der Elektronen über die Anfangsgeschwindigkeiten hat seinen Grund teilweise in der Natur des von ihm benutzten Lichtes. Ob tatsächlich einer bestimmten Periode nur eine Geschwindigkeit entspricht, oder ob nur die maximale Anfangsgeschwindigkeit der Schwingungszahl proportional ist, müssen weitere Versuche lehren.

Will man nun einen Einblick gewinnen in die Schwingungszustände der Elektronen im Metall, d. h. will man die Frage entscheiden, wieviel Elektronen mit der einen und wieviel mit der anderen Periode schwingen, so kann man dies erreichen, wenn man die Menge der durch Licht verschiedener Perioden ausgelösten Elektronen bestimmt und dieselben auf gleiche auffallende Lichtmengen bezieht.

Selbstverständlich bleibt hierbei diese Frage noch insofern unentschieden, als wir nicht wissen, ob einer gleichen auffallenden Lichtmenge verschiedener Perioden immer derselbe Prozentsatz

[1]) P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 8, 149, 1902.

ausgelöster Elektronen entspricht. — Zwei getrennte Versuchsreihen mußten ausgeführt werden. Es mußte die Energie und der photoelektrische Effekt an den einzelnen Teilen des Spektrums getrennt voneinander gemessen werden. Ersteres geschah wie üblich mit einer Thermosäule und einem Panzergalvanometer. Selbstverständlich waren alle Vorsichtsmaßregeln, um fremde Strahlen auszuschließen, angewandt, und die Reinheit des Spektrums wurde durch Absorptionsmessungen in Uviolglas und Kalkspat kontrolliert.

Die Quarzquecksilberlampe erwies sich als eine so konstante Strahlungsquelle, daß die Ausschläge des Galvanometers an verschiedenen Tagen sich um weniger als 1 Proz. unterschieden, sofern natürlich dafür gesorgt war, daß die Lampe mit derselben Stromstärke und Spannung brannte und daß an den geometrischen Abmessungen der Aufstellungen nichts geändert war.

In der folgenden Tabelle 4 bedeutet δ die Ablenkung (Na = 0), λ die Wellenlänge und α die beobachteten Galvanometerausschläge.

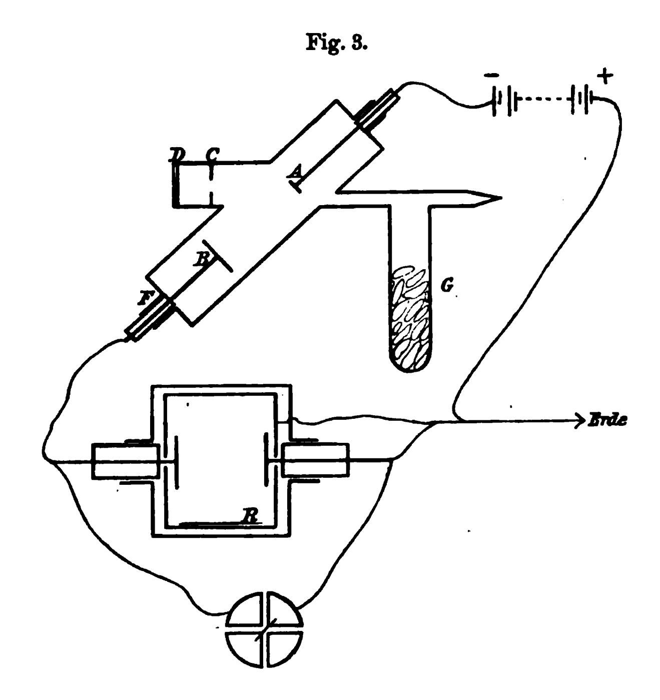
Tabelle 4.

δ	λ	α	δ	λ	α
2° 30′	260	160	3° 50′	221	27,5
2 40	253	143,6	4	218	21,2
2 50	247	105,4	4 10	215	16,9
3	242	77,9	4 20	212	10,7
3 10	237	59,5	4 30	210	8,15
3 20	232	52,6	4 40	207	5,2
3 30	229	41,1	4 50	204	3,4
3 40	225	33,8	5	201	2,0

Zur Messung der Menge der ausgelösten Elektronen wurde ein Rohr folgender Art benutzt: In Fig. 3 bedeutet A das zu bestrahlende Blech, ein 2 bis 3 mm breiter Metallstreifen, welcher isoliert eingeführt ist. C ist das Glimmerdiaphragma, welches denselben Zwecken wie in Fig. 1 dient. B ist die Auffangeelektrode, welche durch Bernstein gut isoliert ist. Auch hier ist das Ansatzrohr F, in dem das Bernsteinstück eingesiegelt ist, innen und außen versilbert, dient also als Schutzring. Durch die Quarzplatte D ist die Röhre verschlossen und G ist wiederum das mit

Kokosnußkohle gefüllte Ansatzrohr. Die ganze Vorrichtung wird wiederum derart in das Spektrometer eingefügt, daß das Blech *A* sich an der Stelle des Fadenkreuzes befindet. Vor dem Versuch wird das Rohr an der Ölpumpe bis auf Röntgenvakuum ausgepumpt und abgeschmolzen; während der Versuche wird das höchst erreichbare Vakuum durch Kühlen der Kokosnußkohle mit flüssiger Luft hergestellt. — Die Auffangeelektrode *B* ist durch

Fig. 3.



einen Bronsonwiderstand[1]) zur Erde abgeleitet. Die Enden des Bronsonwiderstandes liegen an den beiden Quadrantenpaaren eines gut isolierenden DOLEZALEKschen Elektrometers.

Die in den folgenden Tabellen 5, 6 und 7 für verschiedene Metalle mitgeteilten Resultate lassen sich nicht untereinander vergleichen, da die Größe und Dicke der Platten nicht gleich gewählt war. Es kommt bei diesen Versuchen nur für jedes ein-

[1]) HOWARD L. BRONSON, Sill. Journ. (4) 19, 185—187, 1905; s. auch ERICH LADENBURG, l. c.

zelne Metall auf die Änderung des photoelektrischen Effektes mit der Wellenlänge an. Es bedeuten in diesen Tabellen E_1 die Größe des photoelektrischen Effektes, E_2 die aus Tabelle 4 ent-

Tabelle 5.

δ	λ	Zink		
		E_1	E_2	$\frac{E_1}{E_2}$
2° 30′	260	14,0	160	0,088
2 50	247	16,5	105,3	0,156
3	242	18,0	77,9	0,31
3 20	232	22,5	52,6	0,427
3 30	229	26,0	41,1	0,633
3 40	225	27,5	33,3	0,815
3 50	221	28,5	27,5	1,035
4	218	30,0	21,2	1,41
4 10	215	29,0	16,9	1,715
4 20	212	25,0	10,6	2,36
4 30	210	21,5	8,15	2,64
4 40	207	15,0	5,2	2,9
4 50	204	12,0	3,44	3,53

Tabelle 6.

δ	λ	Kupfer I			Kupfer II		
		E_1	E_2	$\frac{E_1}{E_2}$	E_1	E_1	$\frac{E_1}{E_2}$
3°	242	8,0	77,9	0,102	39	77,9	0,5
3 20′	232	15,0	52,6	0,282	111	52,6	2,15
3 30	229	21,0	41,1	0,515	151	41,1	3,68
3 40	225	31,0	33,8	0,915	213	33,8	6,3
3 50	221	36,0	27,5	1,31	243	27,5	8,84
4	218	45,5	21,2	2,22	267	21,2	12,6
4 10	215	53,0	16,9	3,13	255	16,9	15,2
4 20	212	56,0	10,6	5,28	235	10,6	22,1
4 30	210	53,0	8,15	6,5	191	8,15	23,4
4 40	207	49,0	5,2	9,45	—	5,2	—
4 50	204	38,0	3,43	11,05	89	3,43	25,8
5	201	32	2,0	16,0	61	2,0	30,5

Tabelle 7.

δ	λ	Platin		
		E_1	E_2	$\frac{E_1}{E_2}$
2° 30′	260	3,5	160	0,022
3	242	10,1	77,9	0,127
3 10	237	13,2	59,5	0,222
3 20	232	16,4	52,6	0,312
3 30	229	18,1	41,1	0,44
3 40	225	23,0	33,8	0,68
3 50	221	24,6	27,5	0,9
4	218	29,0	21,2	1,36
4 10	215	31,2	16,9	1,84
4 20	212	32,8	10,6	3,1
4 30	210	30,8	8,15	2,8
4 40	207	26,5	5,2	5,1
4 50	204	22,2	3,43	6,45
5	201	18,0	2,0	9,0

nommene Größe der Energie an der betreffenden Stelle des Spektrums und $\frac{E_1}{E_2}$ den Quotienten dieser beiden Größen. Untersucht wurden Platten aus Zink, Kupfer und Platin. Die Kupferplatte I ist mit Schmirgelpapier geputzt, die Kupferplatte II sehr gut auf Hochglanz poliert und zwar absichtlich durch Anwendung von Politurmitteln.

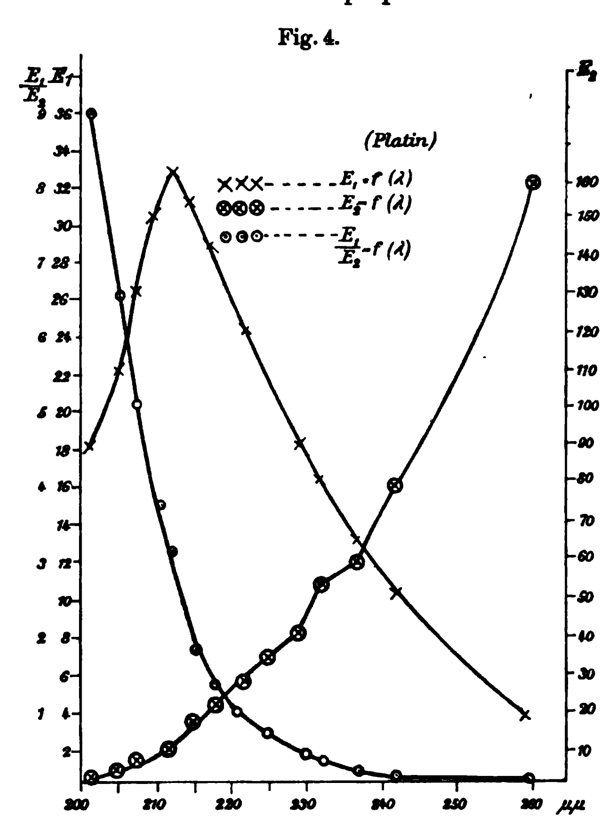
Eine Betrachtung dieser Tabelle zeigt, daß die Abhängigkeit des photoelektrischen Effektes von der Wellenlänge für alle Metalle eine fast gleiche ist. Es zeigt sich ein Maximum zwischen $\lambda = 218$ und $\lambda = 212\,\mu\mu$. Die Größe des photoelektrischen Effektes, bezogen auf gleiche auffallende Lichtmenge als Funktion der Wellenlänge, zeigt dagegen bis $\lambda = 201\,\mu\mu$ ein fortwährendes, nach den kürzeren Wellenlängen immer stärker werdendes Anwachsen.

Fig. 4 gibt für Platin die Resultate in Kurven wieder. Die Kurven für die anderen untersuchten Metalle sind analog.

Die wichtigsten Resultate der vorliegenden Arbeit sind kurz folgende:

1. Die Anfangsgeschwindigkeit der Elektronen ist der Schwingungszahl des auslösenden Lichtes proportional.

Fig. 4.



2. Der photoelektrische Effekt, bezogen auf gleiche auffallende Lichtmenge, steigt mit abnehmender Wellenlänge bis $\lambda = 201\ \mu\mu$ an, und zwar immer stärker, zu je kürzeren Wellen man übergeht.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, August 1907.

Eine Tiefdruck-Quecksilberdampflampe für hohe Belastung;
von J. E. Lilienfeld.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)
(Vgl. oben S. 368.)

Es darf als eine aus der alltäglichen Praxis bekannte, wenn auch zunächst nicht eindeutig erklärbare Tatsache hingestellt werden, daß eine elektrische Glimmentladung in bezug auf die von der positiven Lichtsäule bei einer bestimmten durchgeschickten Entladungsenergie gelieferte Lichtmenge sich für variablen Druck recht eigenartig verhält. Berücksichtigt man nämlich nur diejenigen Energiemengen, die vom elektrischen Strome in der positiven Lichtsäule (also abgesehen von den Vorgängen an den Elektroden) einerseits in sichtbares Licht und andererseits in Wärme umgesetzt werden, so findet man, daß bei einem höheren Drucke, etwa 15 mm Quecksilber und etwa 20 Milliamp. Stromdichte pro Quadratcentimeter, auffallend wenig als Licht und recht viel als Wärmeenergie auftritt. Bei abnehmendem Druck verschiebt sich bis zu einem stets bei ziemlich tiefem Drucke liegenden Optimum die Verteilung des Energieumsatzes sehr zugunsten der als sichtbares Licht ausgestrahlten Energie.

Dieses gilt ziemlich allgemein und ist besonders auffallend bei der Entladung im Sauerstoff zu beobachten, falls man die Stromstärke festhält und, den Druck variierend, die ausgestrahlte Lichtmenge auf die Einheit der gesamten umgesetzten Energie bezieht.

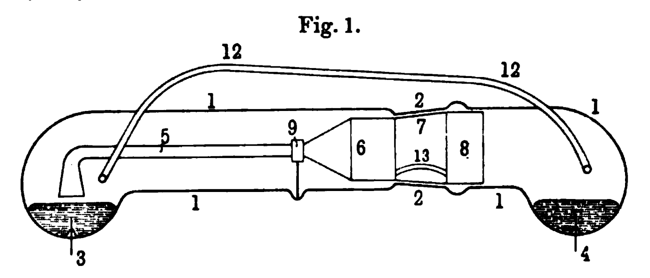
Eine genauere Untersuchung ergibt, daß für eine jede Stromdichte sich ein stets bei ziemlich tiefem Drucke liegendes Optimum an Lichtausbeute feststellen läßt.

Da der Zweck der vorliegenden Mitteilung derjenige ist, eine praktische Ausnutzung des erwähnten Sachverhaltes darzulegen, so sei nur beiläufig ausgeführt, daß die Abnahme des Licht-

effektes bei von einem gewissen Grenzwerte an steigendem Drucke etwa in der Bildung von größeren molekularen Aggregaten unter dem Einflusse der Ionisation gesucht werden kann. Es ist in der Tat denkbar, daß die Erregung der Lichtschwingung bei derartigen schweren Komplexen erst unter Aufwand von beträchtlichen Energiemengen erfolgt.

Die unter diesem Gesichtspunkte konstruierte Quecksilberlampe, die also bei starker Belastung den Lichtbogen bei beliebig tiefem Drucke zu brennen gestattet, ist schematisch in der untenstehenden Figur 1 angedeutet. Ein äußeres, durch einen Schliff (2) in zwei Teile zerfallendes Glasgehäuse (1), enthält die Elektroden (3, 4) und ist allseitig luftdicht abgeschlossen. Der Bügel

Fig. 1.



(12), aus feinem Glasrohr bestehend, bezweckt den durch die Einführung des inneren Teiles erschwerten Ausgleich der Quecksilbermassen an den Elektroden. Einen ähnlichen Zweck hat die in der Schliffläche des hereinpassenden Schliffstopfens (7) ausgesparte Undichtigkeit (13). Dieser Schliffstopfen, der aus einem beliebigen geeigneten Material (Hartglas, Quarzglas usw.) hergestellt werden kann, läuft nach einer allmählichen Verengung (6) in den engen, den eigentlich lichtspendenden Teil des Bogens enthaltenden Ansatz (5) aus. Entsprechende Stützen (9) und ähnliche Vorrichtungen verhindern das Lockern oder auch zu starkes Vordringen des Schliffes.

Man sieht, daß, je nachdem den Wänden des äußeren Glasgefäßes eine kleinere oder größere Oberfläche verliehen wird, eine bestimmte im Bogen erzeugte Wärmemenge eine entsprechend größere oder kleinere Dampfspannung der Quecksilberdämpfe verursachen wird. Man hat es also vollständig in der Hand, für eine jede Stromdichte im lichtspendenden Teile den günstigsten

Druck, also das Ökonomieoptimum, durch die Konstruktion festzulegen.

Das Vorhandensein eines Ökonomieoptimums in den COOPER-HEWITT-Lampen bei einer relativ niedrigen Stromdichte und der Abfall der Ökonomie dieser Lampen bei wachsender Stromstärke ist wohl zum größten Teile mit der zu Anfang erwähnten Abnahme der Lichtausbeute bei steigendem Drucke der Quecksilberdämpfe in Verbindung zu bringen. Dies sieht man an der Tatsache, daß bei der oben beschriebenen Konstruktion im allgemeinen dieses Optimum der Ökonomie durch Erweiterung der äußeren Glaswände sich für beliebige Stromstärken festlegen läßt. Man erzielt so in der Tat Ökonomien, die unter Umständen diejenigen der bekannten Systeme bei weitem zu überbieten vermögen.

Insbesondere sei hier noch auf den Zusammenhang hingewiesen, in welchem der von KÜCH u. RETSCHINSKY gefundene wiederholte Anstieg der Ökonomie bei sehr großen Stromdichten, also sehr hoher Temperatur und hohem Drucke, in den bekannten Quarzlampen hier gedeutet werden kann. Bei großen Temperaturgefällen nach außen wird nämlich die pro Einheit der zugeführten Wärmemenge eintretende Temperaturerhöhung in der Lampe bedeutend kleiner werden als bei geringem Wärmegefälle. Da nun durch die Temperatur in den Quarzlampen der Dampfdruck eindeutig gegeben ist, wird die geringere Temperaturerhöhung auch eine prozentuell (in bezug auf den Gesamtdruck des Quecksilbers) kleinere Druckzunahme bewirken, als es bei tiefer Temperatur der Lampe der Fall wäre.

Es wird also die durch diese relativ kleine Druckzunahme bewirkte geringe Verschlechterung der Ökonomie der Lampe durch andere, bei Zunahme der Stromdichte die Lichtausbeute sonst steigernde Faktoren überboten und so im großen und ganzen doch eine Ökonomieverbesserung erreicht werden können.

Ein neues Elektrometer für statische Ladungen;
von Th. Wulf.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)

(Vgl. oben S. 368.)

Das einfache Instrument, das ich Ihnen vorführen möchte, ist wohl aus zwei früheren Veröffentlichungen [1]) bekannt. Es ist zwar zunächst für die subjektive Beobachtung und die photographische Registrierung gedacht, indes läßt es sich auch ganz gut zur Projektion bei Vorträgen verwenden. Wir beleuchten hier die Fäden mittels einer kleinen Liliput-Bogenlampe von etwa 2 Amp., die nach GRIMSEHL [2]) zu einem Projektionsapparat umgebaut ist. Das Mikroskop entwirft uns dann auf der Skala des Schirms dort ein so stark vergrößertes Bild der Fäden, daß es im ganzen Saale deutlich zu sehen ist.

Reiben wir in der Nähe des Apparates einen Glasstab mit Papier, so gehen die Fäden bei jeder Bewegung auseinander. Wenn man den Glasstab dann hin und her bewegt, so gehen die Fäden so schnell, daß zuletzt das Auge nicht mehr folgen kann.

Ein Hauptvorzug des Instruments liegt darin, daß es sich eichen läßt und dann ohne weiteres absolute Angaben von Spannungen macht. Ich lege hier eine Batterie von 100 Volt nach KKÜGER an, merke den Fadenabstand, entlade und lade wiederholt von neuem. Der Ausschlag ist stets bis auf 0,1 Strich der Skala derselbe.

Die Leichtigkeit der Aufstellung kann ich Ihnen ebenfalls zeigen. Ich nehme das Instrument in die Hand, ohne irgend etwas zu arretieren, drehe es herum, stelle es vollständig auf den Kopf und bringe es dann an seinen Platz vor der Lampe zurück: die Fäden erscheinen sofort wieder scharf auf dem Schirm.

---

[1]) Phys. ZS. 8, 246—248, 527—530, 1907.

[2]) GRIMSEHL, ZS. für phys. u. chem. Unterricht 19, 139, 1906.

Wenn man den Apparat eicht, so muß der fast lineare Verlauf der Eichkurve anfangs überraschen. Denn da hier zwei gleichmäßig geladene Fäden einander abstoßen, so sollte man, wie bei anderen idiostatischen Instrumenten, erwarten, daß der Ausschlag mit dem Quadrate der Spannung wächst. Darüber Aufklärung zu schaffen, wäre Sache der Theorie, und bei der großen Einfachheit des Instruments erscheint es nicht aussichtslos, dieselbe vollständig zu entwickeln. Indes ohne das Problem der Verteilung der Ladung auf den Fäden zu berühren, kann man sich durch einige vereinfachende Annahmen einen Überblick verschaffen über die Wirkungsweise des Apparates.

Wird die Länge der Fäden zu 80 mm, die Dicke zu 0,004 mm angenommen, so ist das Verhältnis der Länge zum Durchmesser 20000:1. Man kann daher die Fäden als unendlich lange, unendlich dünne Zylinder betrachten. Wird ein solcher geladen mit der Menge σ pro Centimeter, dann ist das Potential in der Entfernung r von der Achse $2\sigma \, lg\, nat\, \frac{c}{r}$, folglich die Kraft, mit welcher die Längeneinheit des anderen Fadens abgestoßen wird, $\frac{2\sigma^2}{r}$. Bei den Fäden von endlicher Länge gilt diese Beziehung für alle Punkte des einen Fadens, von denen aus die Enden des anderen unter einem Winkel von nahezu 2 Rechten erscheinen, und das ist bei kleinen Ausschlägen von 1 bis 2 mm fast auf der ganzen Fadenlänge der Fall.

Die Dichte der Ladung σ würde zwar an den freien Enden größer sein, da solche hier aber nicht vorhanden sind, indem sich an die Fäden oben der Träger und unten das Belastungsblättchen anschließt, so wird hier die Ladung an den äußersten Enden im Gegenteil viel schwächer sein. Weil aber erstens die schwächere Ladung durch die größere Nähe zum Teil kompensiert wird, zweitens die Gestalt der Kurve sich am wenigsten ändert, wenn die Endglieder schwächer abgestoßen werden, so setzen wir annähernd für alle Punkte des Fadens dieselbe horizontal wirkende elektrische Kraft voraus. Diese erzeugt eine Ausbiegung der Fäden so weit, bis ihr die mechanischen Kräfte, das unten angehängte Gewichtchen und die elastischen Kräfte der Fäden das Gleichgewicht halten. Da letztere ebenso mit dem Ausschlag zu-

nehmen (für kleine Ausschläge) wie die ersteren, so können wir sie zu denselben rechnen und die Fäden als vollkommen beweglich auffassen. Wir haben dann vollständig das Problem der Kettenlinie, nur um 90° gedreht, indem wir an Stelle des Gewichtes der Einheit der Kette die auf die Einheit wirkende elektrische Kraft einsetzen $\frac{2\sigma^2}{r}$. Nehmen wir $\sigma = \frac{Q}{2l}$, wo Q die gesamte Ladung und l die Länge eines Fadens bedeutet und messen r durch die Mikroskopskala n, dann ist diese Kraft $\frac{Q^2}{2l^2n}$.

Man hat dann nur den Abstand der Fadenmitte von der durch die zwei Endpunkte gelegten Geraden zu bestimmen. Dieser Abstand ist andererseits $\frac{(n-a)}{2}$, wenn a den Abstand der Fäden voneinander in der Ruhelage und n den im Mikroskop abgelesenen Ausschlag bedeutet. Da die Ausschläge n im Verhältnis zur Fadenlänge sehr klein sind, benutzt man vorteilhaft die Reihenentwickelung für die sich ergebenden Exponentialfunktionen und findet dann unter Berücksichtigung der vier ersten Glieder:

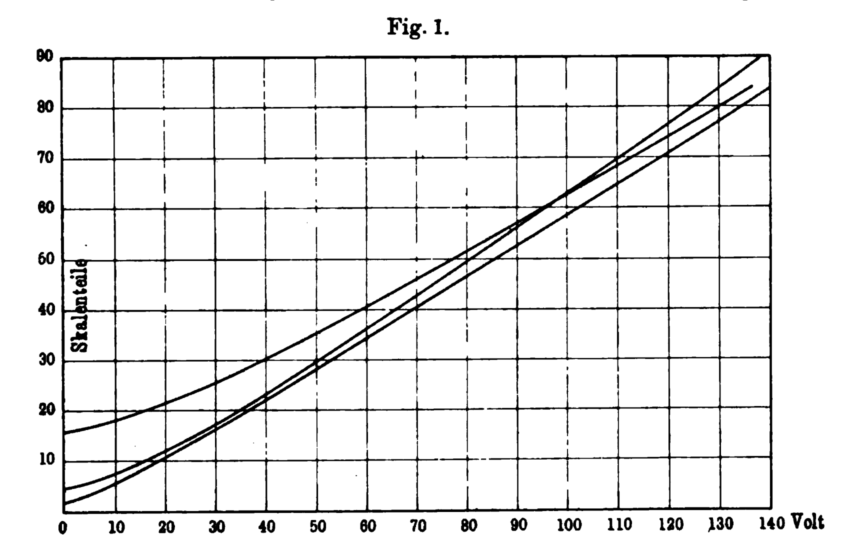
$$\frac{n-a}{2} = \frac{Q^2}{8nmg} \text{ oder } n = \tfrac{1}{2}\left[a + \sqrt{\frac{Q^2}{mg} + a^2}\right].$$

Da man die Eichung gewöhnlich nach Volt vornimmt, so setzen wir $Q = CV$ und erhalten $n = \frac{1}{2}\left[a + \sqrt{\frac{C^2V^2}{mg} + a^2}\right]$, oder, wenn wir $\frac{C^2}{mg} = k$ setzen, $n = \frac{1}{2}(a + \sqrt{kV^2 + a^2})$, wobei aber zu beachten, daß die Kapazität mit dem Ausschlag wächst, daher für höhere Spannungen die Ausschläge etwas größer sein müssen, als sie sich unter Annahme $k = \text{const}$ aus dieser Gleichung berechnen lassen.

Für $a = o$ stellt die Gleichung eine Gerade durch den Nullpunkt dar. Bei endlichen Werten von a ist die Steigung anfangs kleiner, der Apparat weniger empfindlich. Das bestätigt die Erfahrung. Je näher die Fäden beisammen, desto kürzer der erste weniger empfindliche Teil. Fig. 1 zeigt einige Eichkurven, wie sie bei verschiedenen Fadenabständen erhalten wurden.

Eine weitere Bestätigung liegt darin, daß bei so großen Ladungen, daß man a^2 gegen kV^2 vernachlässigen kann, die Empfindlichkeit der Quadratwurzel aus m dem spannenden Gewichtchen umgekehrt proportional sein muß. Einige Versuchsreihen bestätigten das vollkommen. Das Gewichtchen m wurde von 3,7 bis 122,5 mg variiert. Es wurde nur in dem empfind-

Fig. 1.



licheren geradlinigen Teil der Kurve beobachtet und daraus als Empfindlichkeit A die Vergrößerung des Ausschlages für 1 Volt Spannungszunahme berechnet, dann muß $A\sqrt{m}$ konstant sein, was nach folgender Tabelle auch hinreichend der Fall ist.

m	$\sqrt{m}$	A	$A\sqrt{m}$
3,7	1,926	0,652	(1,257)
31,5	5,613	0,224	1,257
70,5	8,396	0,147	1,237
122,5	11,067	0,113	1,254

Beiträge zur Metalloptik.
1. Über die Polarisation der von glühenden Metallen seitlich emittierten Strahlung;
von M. Laue und F. F. Martens.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)

(Vgl. oben S. 368.)

---

1. Historisches.

Über die Polarisation des von Metallen seitlich emittierten Lichtes stellten folgende Beobachter Versuche an: 1. De la Prevostaye und Desains[1]), 2. Magnus[2]), 3. W. v. Uljanin[3]), 4. Möller[4]), 5. Violle[5]), 6. Millikan[6]). 1. und 2. untersuchten die Polarisation der Gesamtstrahlung von Blechen, die auf 100° erhitzt waren; 3. untersuchte glühendes Platinblech bei etwa 3 μ. Alle drei Forscher beobachteten zu geringe Polarisation, d. h. eine größere Annäherung an unpolarisierte Strahlung, als sich aus der Theorie ergibt. 4., 5., 6. benutzten ein Cornusches Polarisationsphotometer für weißes Licht. Die Möllerschen Beobachtungen ergeben für die Polarisation keine richtigen Werte, weil zwischen Platinblech und Photometer Mattglas eingeschaltet war. Auch Millikan scheint etwas zu geringe Polarisation beobachtet zu haben; wenigstens weichen seine Werte für Platin in diesem Sinne von unseren Beobachtungen ab, ebenso seine Werte für geschmolzenes Silber von den Violleschen.

Die Polarisation ist von Kirchhoff[7]) aus seinem Satze von der Proportionalität zwischen Emissions- und Absorptionsvermögen gefolgert worden. Millikan leitet aus diesem Satze und den

---

1) De la Prevostaye u. Desains, Ann. chim. phys. (3) 32, 112, 1851.
2) G. Magnus, Pogg. Ann. 127, 600, 1866; 134, 45, 1868.
3) W. v. Uljanin, Wied. Ann. 62, 528, 1897.
4) W. Möller, Wied. Ann. 24, 266, 1885.
5) J. Violle, C. R. 105, 111, 1887.
6) R. A. Millikan, Phys. Rev. 3, 81 u. 177, 1895/96.
7) G. Kirchhoff, Ges. Abh., S. 596, 1882.

von CAUCHY gegebenen Reflexionskoeffizienten eine angenäherte Beziehung zwischen der Polarisation einerseits und Haupteinfallswinkel und Hauptazimut andererseits her. Nur v. ULJANIN scheint eine Beziehung zwischen Polarisation und den optischen Konstanten benutzt zu haben, ohne diese Beziehung anzugeben. Statt der optischen Konstanten für $3\,\mu$ setzt er die viel kleineren für rotes Licht ein und kann so seine falschen Beobachtungen scheinbar darstellen.

2. Theorie.

Bezeichnet man mit Rs und Rp die Reflexionsvermögen des Metalles für Strahlungen, deren elektrische Schwingungskomponente senkrecht bzw. parallel zur Einfallsebene liegt, so sind diese in ihrer Abhängigkeit vom Einfallswinkel φ gegeben durch die Gleichungen

$$\left.\begin{aligned} Rs &= \left|\frac{\sin(\varphi-\chi)}{\sin(\varphi+\chi)}\right|^2 \\ Rp &= \left|\frac{\operatorname{tg}(\varphi-\chi)}{\operatorname{tg}(\varphi+\chi)}\right|^2 \end{aligned}\right\} \qquad 1)$$

dabei ist der komplexe Winkel χ gegeben durch die Relation

$$\sin\chi = \frac{\sin\varphi}{n(1-i\varkappa)} \text{ [1]} \qquad 2)$$

Nach dem KIRCHHOFFschen Gesetze verhalten sich die Intensitäten Es und Ep der unter dem Emissionswinkel φ ausgesandten Strahlungen, welche senkrecht bzw. parallel zur Emissionsebene schwingen, wie die Absorptionsvermögen $(1-Rs)$ und $(1-Rp)$; es besteht also die Beziehung

$$\frac{Es}{Ep} = \frac{1-Rs}{1-Rp} = \frac{1-\left|\dfrac{\sin(\varphi-\chi)}{\sin(\varphi+\chi)}\right|^2}{1-\left|\dfrac{\operatorname{tg}(\varphi-\chi)}{\operatorname{tg}(\varphi+\chi)}\right|^2} \qquad 3)$$

---

[1]) Vgl. J. DRUDE, Lehrbuch der Optik, 1. Aufl., S. 334. Wir benutzen die DRUDEschen Bezeichnungen; n ist der Brechungsindex; die Absorptionskonstante $\varkappa$ ist definiert durch das Verhältnis $J'/J = e^{-\frac{4\pi n \varkappa d}{\lambda}}$ der Intensitäten nach und vor dem Durchgang durch die Schichtdicke d; λ ist die in Luft bzw. im Vakuum gemessene Wellenlänge. Für $n\varkappa$ eine Bezeichnung einzuführen, bietet praktische Vorteile, da $\varkappa$ stets nur mit n multi-

Das Prinzip unserer Methode ist, Es/Ep als Funktion von φ zu messen.

Um den durch 2) und 3) gegebenen Zusammenhang zwischen Es/Ep und φ rechnerisch brauchbar zu gestalten, empfiehlt sich die Einführung des zu χ konjugiert komplexen Winkels $\bar{\chi}$, für welchen die Relation

$$\sin\bar{\chi} = \frac{\sin\varphi}{n(1+i\varkappa)} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 4)$$

gilt. Gleichung 3) läßt sich dann schreiben:

$$\frac{Es}{Ep} = \frac{1 - \dfrac{\sin(\varphi-\chi)\sin(\varphi-\bar{\chi})}{\sin(\varphi+\chi)\sin(\varphi+\bar{\chi})}}{1 - \dfrac{\operatorname{tg}(\varphi-\chi)\operatorname{tg}(\varphi-\bar{\chi})}{\operatorname{tg}(\varphi+\chi)\operatorname{tg}(\varphi+\bar{\chi})}} = \frac{\cos(\varphi-\chi)\cos(\varphi-\bar{\chi})}{\cos(\chi-\bar{\chi})}.$$

Eliminiert man hier χ und $\bar{\chi}$ durch Benutzung von 2) und 4), so erhält man unter Einführung einer Hilfsgröße P

$$\left.\begin{aligned} \delta = \frac{Es}{Ep} - \cos^2\varphi &= \frac{-\cos 2\varphi + \cos\varphi\sqrt{2\{P - n^2(\varkappa^2-1) - \sin^2\varphi\}}}{1+\dfrac{P}{\sin^2\varphi}} \\ P &= \sqrt{n^4(\varkappa^2+1)^2 + 2n^2(\varkappa^2-1)\sin^2\varphi + \sin^4\varphi} \end{aligned}\right\} \quad 5)$$

Man bestätigt leicht, daß Es/Ep stets kleiner als 1 ist; dementsprechend ist Rs/Rp, wie bekannt, stets größer als 1.

Zur Diskussion ist der strengen Formel 5) die Annäherung vorzuziehen, bei welcher man 1 gegen $2n^2(\varkappa^2+1)$ und gegen $\frac{n^2(\varkappa^2+1)^2}{2\varkappa^2}$ vernachlässigt. Es wird dann

$$P = n^2(\varkappa^2+1) + \sin^2\varphi\,\frac{\varkappa^2-1}{\varkappa^2+1}$$

$$\frac{Es}{Ep} - \cos^2\varphi = \delta = \frac{\sin^2\varphi}{n^2(\varkappa^2+1)}\left\{-\cos 2\varphi + 2n\cos\varphi\right\} \cdot \quad 6)$$

Für einen Körper mit sehr großem Werte von $n^2(\varkappa^2+1)$ ist für alle Emissionswinkel φ

$$\delta = 0, \text{ also } \frac{Es}{Ep} = \cos^2\varphi.$$

pliziert auftritt; deshalb setzen HAGEN und RUBENS g statt $n\varkappa$, PLANCK $\varkappa$ statt $n\varkappa$. — Der BUNSENsche Extinktionskoeffizient ε ist bekanntlich definiert durch die Gleichung $J'/J = 10^{-\varepsilon d}$.

Im Ultrarot, wo sich $n\varkappa$ und n aus dem Leitvermögen berechnen und sehr große Werte annehmen (z. B. ist für 24 μ bei Pt $n\varkappa = n = 71$), ist diese Beziehung praktisch vollkommen erfüllt.

Schon im sichtbaren Gebiet zeigen die Metalle angenähert dies Verhalten, so daß nur die relativ kleinen Abweichungen zur Berechnung der Konstanten dienen können.

Für kleine Emissionswinkel φ wird die rechte Seite der Formel 6) wegen des Faktors $\sin^2\varphi$ besonders klein; da Es/Ep und $\cos^2\varphi$ hier an den Wert 1 grenzen und jede dieser Größen für sich allein gemessen wird, ist hier die Differenz δ mit großen prozentischen Fehlern behaftet. Man muß also zur Bestimmung der Konstanten große Einfallswinkel heranziehen.

Ist $n < {}^1/_2$, so wird für kleine Winkel φ δ negativ; dies kommt für Na und Ag in Betracht.

Für streifende Emission wird einfach

$$\frac{Es}{Ep} = \delta_{90} = \frac{1}{n^2(\varkappa^2+1)} \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad 7)$$

Für Pt ist z. B. $n^2\varkappa^2 \sim 20$, $n^2 \sim 10$, also $\dfrac{Es}{Ep} = \delta_{90} \sim \dfrac{1}{30}$; man sieht, wie stark die Polarisation schon im sichtbaren Gebiet sein kann.

3. Methode.

Zur Messung des Verhältnisses Es/Ep dient ein kleines Unterrichtsspektrometer[1]) der Firma Schmidt u. Haensch, dessen Kollimator entfernt ist und dessen drehbarer Arm anstatt des Fernrohres ein Polarisationsphotometer für weißes Licht[2]) trägt. Das ganze Photometer kann um seine Achse gedreht werden; bei einer ganzen Drehung fallen die Hauptschwingungsrichtungen des emittierten Lichtes und des Photometers viermal zusammen. Aus den Drehungswinkeln α des im Photometer befindlichen Nicols berechnet sich einfach

$$\frac{Es}{Ep} = tg^2\alpha \cdot \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad 8)$$

---

[1]) F. F. Martens, Verh. d. D. Phys. Ges. 1, 204—208, 1899.
[2]) Derselbe, Phys. ZS. 1, 299, 1900.

*

Vor der zentrischen, runden Eintrittsöffnung des Photometers befindet sich eine Linse, in deren hinterer Brennebene das Zwillingsprisma liegt. Die Austrittsöffnung des Photometers ist mit einem roten Glase bedeckt (Kupferüberfangglas); die mittlere durchgelassene Wellenlänge beträgt etwa $630 \mu\mu$.

Der emittierende Metallstreifen ($100 \times 10 \times 0,5$ mm) befindet sich auf dem Spektrometertisch. Der Streifen ist mit seinen Enden in zwei auf einer Schieferplatte montierten Kupferbacken eingespannt; von diesen kann die eine durch eine Mikrometerschraube in Richtung des Streifens bewegt werden. Diese Bewegung ist nötig, damit der kalt eingespannte Streifen auch bei der Erwärmung gerade bleibt. Die Schraube dient auch zur Messung der Ausdehnung und damit zur angenäherten Temperaturbestimmung[1]). Der Streifen ist an seinen beiden Enden verjüngt; dadurch wird hier die Wärmeableitung zu den Kupferbacken so vermindert und die erzeugte JOULEsche Wärme so vermehrt, daß er der ganzen Länge nach gleichmäßig glüht.

4. Resultate an Pt.

Der zu untersuchende Platinstreifen wurde in folgender Weise vorbehandelt. Der mit Schmirgelpapier abgeriebene Streifen wurde mit einem Polierstein (nicht mit Stahl) poliert, darauf längere Zeit in Salpetersäure gekocht, in destilliertem Wasser abgespült, mit Fließpapier getrocknet.

Die in zwei Versuchsreihen bei etwa 900° C gefundenen Werte von δ haben wir in Fig. 1 aufgetragen.

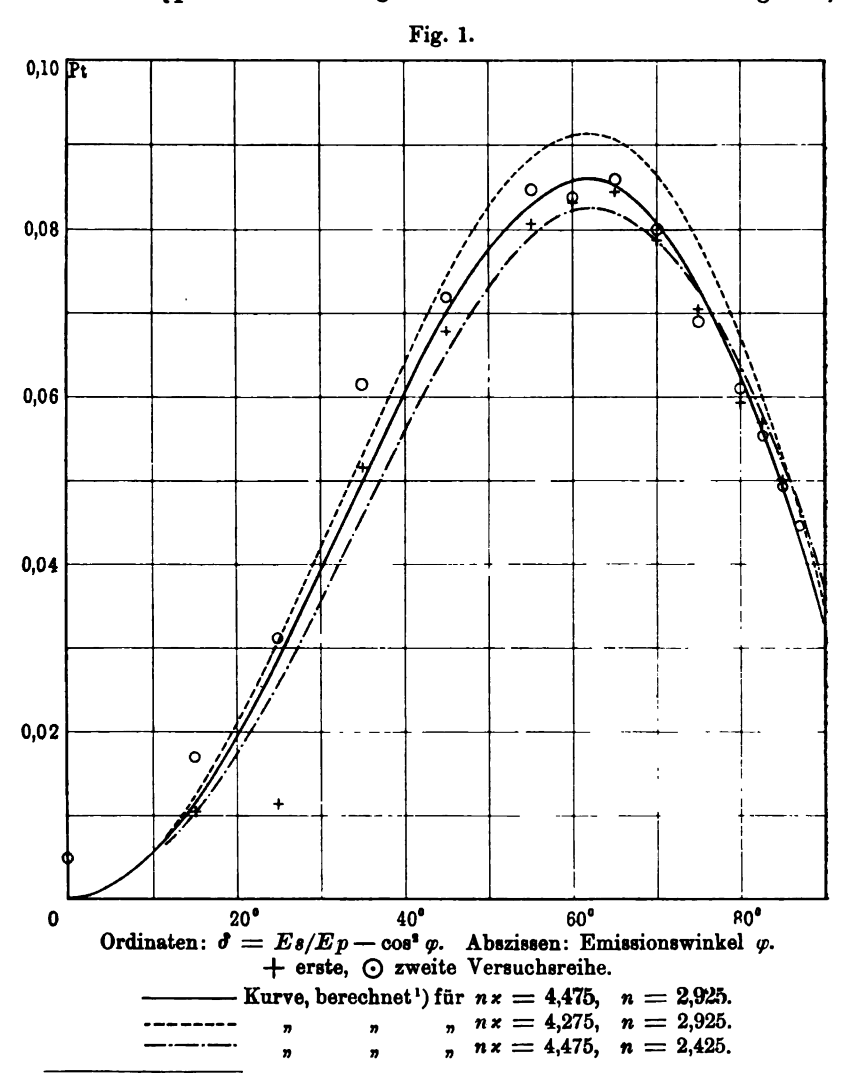
Sowohl die gestrichelte wie strichpunktierte Kurve liegt außerhalb der Beobachtungsfehler — soweit diese nicht systematisch durch Oberflächenfehler beeinflußt sein mögen. Zugleich sieht man, daß aus Beobachtungen bis zu 60° die Werte von $n\varkappa$ und n nicht einzeln berechnet werden können, da eine Verkleinerung von $n\varkappa$ und eine passende von n gleiche und entgegengesetzte Wirkung auf die Kurve haben können, der Beobachtung also entgehen werden.

---

[1]) L. HOLBORN und A. DAY, Über die Ausdehnung einiger Metalle in hoher Temperatur. Ann. d. Phys. (4) 4, 104, 1901.

Für kaltes Platin findet DRUDE folgende Werte: Für 670 $\mu\mu$ $n\varkappa = 4{,}48$, $n = 2{,}16$; für 589 $\mu\mu$ $n\varkappa = 4{,}26$, $n = 2{,}06$. Besser stimmen unsere Werte mit denen, die sich aus den Reflexions- und Absorptionsbeobachtungen von HAGEN und RUBENS ergeben;

Fig. 1.



Ordinaten: $\vartheta = Es/Ep - \cos^2\varphi$. Abszissen: Emissionswinkel φ.
+ erste, ⊙ zweite Versuchsreihe.

——— Kurve, berechnet[1]) für $n\varkappa = 4{,}475$, $n = 2{,}925$.
- - - - " " " $n\varkappa = 4{,}275$, $n = 2{,}925$.
—·—·— " " " $n\varkappa = 4{,}475$, $n = 2{,}425$.

[1]) Nach der strengen Formel 5).

hiernach berechnet sich für 700 $\mu\mu$ $n = 3{,}1$, für 650 $\mu\mu$ $n = 2{,}8$, für 600 $\mu\mu$ $n = 2{,}6$; die bezüglichen Werte von $n\varkappa$ sind 4,81, 4,51, 4,16; die bezüglichen Reflexionskoeffizienten bei senkrechter Inzidenz sind R 69,0, 66,5, 64,2 Proz. Aus unseren Werten für $n\varkappa$ und n berechnet sich $R = 67{,}0$ Proz.

Wir haben nun weiter die Frage untersucht, ob die beobachteten Einstellungen des Photometers und damit die Konstanten $n\varkappa$ und n sich mit der Temperatur ändern. Das Platinblech wurde auf 800, 900, 1300 und 1500° C erhitzt; gemessen wurde meist bei den Emissionswinkeln $\varphi = 85, 60, 45°$.

Wir haben keine Änderung der Einstellungswinkel gefunden, die außerhalb der Versuchsfehler liegen und können also sagen: Bei einer Temperaturänderung um 700° ändern sich die Konstanten nicht merklich, jedenfalls weniger, als es zur Berechnung der gestrichelten und strichpunktierten Kurve in Fig. 1 angenommen ist.

Berlin, Physikalisches Institut der Handelshochschule
September 1907.

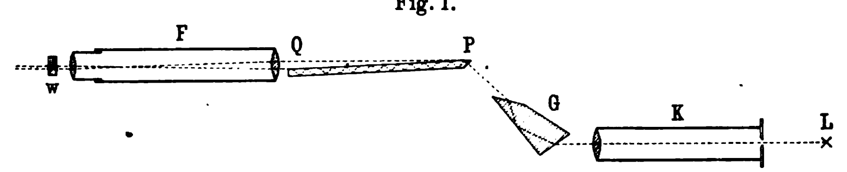
Einfaches Interferenzspektroskop;
von E. Gehrcke.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)

(Vgl. oben S. 368.)

Das von O. Lummer und mir [1]) angegebene Interferenzspektroskop ist seit einigen Jahren in der vorzüglichen Ausführungsform der Firma F. Schmidt & Haensch, Berlin, im Handel. Den Hauptteil dieses Apparates bildet bekanntlich eine planparallele Glasplatte von großer Vollkommenheit. Wenn man, z. B. für gewisse wissenschaftliche Untersuchungen, ein möglichst großes Auflösungsvermögen anstrebt, so muß die planparallele Platte nicht allein möglichst vollkommen sein, sie muß auch eine möglichst große Längenausdehnung und, wenn es auf Lichtstärke ankommt, eine möglichst große Breite und Höhe besitzen. Diese Anforderungen an die planparallele Platte sind es, welche die Größe des Apparates und seinen ziemlich hohen Preis bedingen.

Fig. 1.



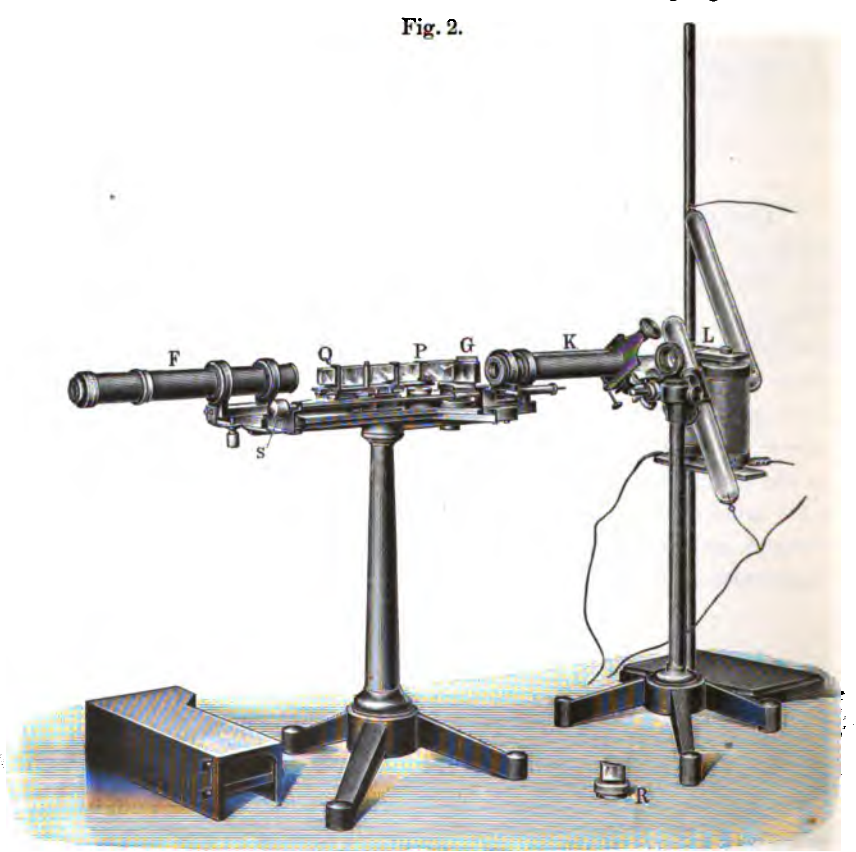
Nun ist die Erzielung der höchsten mit den heutigen Mitteln der Technik erreichbaren Leistungen in vielen Fällen keine notwendige Bedingung für die Anwendbarkeit des Interferenzspektroskops. Bei manchen Untersuchungen und vor allem für die Zwecke des Unterrichtes reicht eine kleine, planparallele Platte bereits aus. Mit einer solchen aber läßt sich auch ein System von Nebenapparaten kombinieren, deren Dimensionen wesentlich geringer sind als die der bisher ausgeführten Apparate.

---

[1]) O. Lummer und E. Gehrcke, Ann. d. Phys. (4) 10, 457—477, 1903.

Ein derartiges, in erster Linie für Unterrichts- und Demonstrationszwecke bestimmtes Interferenzspektroskop hat neuerdings die Firma SCHMIDT & HAENSCH auf meine Anregung hin ausgeführt. In Fig. 1 ist schematisch der Strahlengang in dem

Fig. 2.

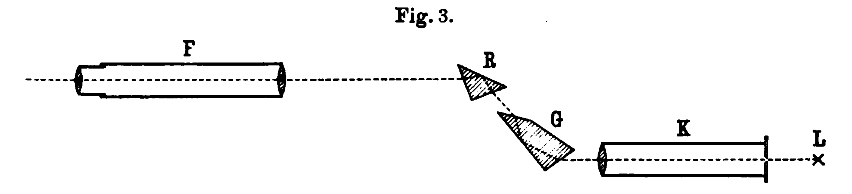


Instrument dargestellt, Fig. 2 zeigt eine Gesamtansicht in 6-facher Verkleinerung. Wie ersichtlich, fällt das von der Lichtquelle L, z. B. einer mit Quecksilber gefüllten Geisslerröhre, herkommende Licht zunächst auf den Spalt des Kollimators K; der Spalt steht, wie dies auch sonst üblich ist, nicht vertikal, sondern vielmehr unter einem Winkel von etwa 45 Grad gegen die Vertikale geneigt. Das Licht fällt dann in ein Glasprisma G von konstanter

Ablenkung und durchsetzt danach die planparallele Platte PQ, bei P in diese eintretend. Die vielfachen im Inneren reflektierten Strahlen werden von dem Beobachtungsfernrohr F vereinigt, und man beobachtet die Interferenzerscheinung durch das schwach vergrößernde Okular desselben. Die Schraube s dient dazu, das Prisma P zu drehen, so daß man verschiedene Spektrallinien nacheinander durch das Gesichtsfeld wandern lassen kann. Die größte Längenausdehnung des Instrumentes vom Spalt bis zum Okular beträgt 53 cm.

Die planparallele Platte PQ hat eine Dicke von 3 mm und eine Länge von 105 mm; sie stammt aus der Werkstätte von Haecke, Berlin. Die Höhe der Platte ist 15 mm; ebenso beträgt auch die Apertur des Kollimators und Beobachtungsfernrohrs 15 mm. Das Auflösungsvermögen ist ungefähr = 100 000, man kann also noch $^1/_{100}$ des Abstandes der D-Linien auflösen.

Fig. 3.



Der Apparat kann auch als gewöhnlicher Spektralapparat benutzt werden. Hierzu ist es nur nötig, den Spalt des Kollimators vertikal zu stellen, die planparallele Platte zu entfernen und dann dafür zu sorgen, daß das aus dem Prisma G kommende Licht in das Beobachtungsfernrohr F gelangt. Um dies letztere zu erreichen, hebt man die planparallele Platte samt ihrer Fassung von der Unterlage ab und setzt ein dem Apparat beigegebenes, rechtwinkliges Prisma R (vgl. Fig. 3 und Fig. 2) in eine passende Lage; der Strahlengang wird dann so, wie dies Fig. 3 veranschaulicht. Das Auflösungsvermögen des so angeordneten Instrumentes ist etwa gleich dem eines gewöhnlichen Bunsen-Kirchhoffschen Spektralapparates und beträgt rund 2000 (= $^1/_2$ D-Linienabstand). Das Umwechseln von Platte und Prisma geschieht ohne Mühe und ohne daß ein sorgfältiges Justieren nötig wäre, da die einzelnen Teile in ihre richtige Lage genau passen.

An Stelle des Totalreflexionsprismas R kann man auch ein Flintglasprisma von 60° brechendem Winkel in den Strahlengang einfügen; das Auflösungsvermögen des so entstehenden 2-Prismenapparates ist dann etwa = 3000. Natürlich muß man bei der Beobachtung jetzt ein stärkeres Okular anwenden, wenn man dieses Auflösungsvermögen praktisch erreichen will. Ist eine noch stärkere Dispersion erwünscht, so kann man zwischen dem Totalreflexionsprisma R und dem Fernrohr F ein Prisma à vision directe anbringen.

Es mögen noch einige Versuche mit diesem einfachen Interferenzspektroskop kurz angegeben werden. Beleuchtet man, wie oben vorausgesetzt wurde, mit Quecksilberlicht, so beobachtet man sehr schön die hauptsächlichsten Trabanten der Quecksilberlinien; so z. B. läßt die grüne Linie 546 $\mu\mu$ fünf Trabanten erkennen. Eine in eine Bunsenflamme gehaltene Natriumsalzperle ergibt Interferenzen der D-Linien, und man sieht sogleich, zum Unterschied von den Quecksilberlinien, daß die Breite derselben eine beträchtliche ist. Man kann auch leicht die außerordentliche Variabilität der D-Linien beobachten: in den verschiedenen Teilen der Flamme haben die Interferenzen ein sehr verschiedenes Aussehen; an manchen Stellen, besonders in der Nähe der Salzperle, erscheinen die Linien umgekehrt und verwaschen, an anderen wieder, z. B. im dunkleren, äußeren Teil der Flamme, sind sie nicht umgekehrt und scharf. Bei der benutzten Platte von 3 mm Dicke sind die D-Linien gerade in Konsonanz, d. h. es fallen die Streifensysteme beider fast genau aufeinander. Trabanten besitzen die D-Linien nicht. Wohl aber erkennt man, wenn man die Natriumperle in der Flamme durch eine solche aus Thalliumsalz ersetzt, an der grünen Thalliumlinie 535 $\mu\mu$ einen starken Trabanten.

Der Zeemaneffekt läßt sich mit dem Apparat leicht subjektiv demonstrieren und auch als Übungsaufgabe im „kleinen Praktikum" verwerten. Man nimmt als Lichtquelle zweckmäßig eine Hg enthaltende GEISSLERsche Röhre mit enger Kapillare, wie sie z. B. von den Firmen GOETZE-Leipzig und ZEISS-Jena geliefert werden. Ein aus zwei Spulen von 10 cm Höhe und 4 cm Durchmesser gebildeter kleiner Elektromagnet (2×500 Windungen, 1,2 mm Drahtdicke, 6 Amp. Stromstärke) reicht

aus, um ein Feld von etwa 2000 Gauss zu erzeugen (vgl. Fig. 2, wo der Elektromagnet sichtbar ist). Hängt man noch hinter das Okular des Beobachtungsfernrohrs ein dem Apparat beigegebenes WOLLASTONsches Prisma *W* (vgl. Fig. 1), so, daß man statt des von jeder Linie gebildeten Spaltbildes zwei solche in entgegengesetzten Richtungen (parallel und senkrecht zu den Kraftlinien) geradlinig polarisierte erhält, so beobachtet man beim Erregen des Elektromagneten, wie sich die Interferenzstreifen des Bildes, welches senkrecht zu den Kraftlinien polarisiert ist, verdoppeln, während die Streifen des anderen parallel den Kraftlinien polarisierten Bildes ihren Ort unverändert behalten (normales Triplet[1]). Besonders die grüne Quecksilberlinie 546 $\mu\mu$ ist für die Beobachtung geeignet; die Anomalien der Linie treten unter den angewendeten Versuchsbedingungen noch nicht hervor.

Der Preis des Apparates ist nicht höher als der eines gewöhnlichen BUNSEN-KIRCHHOFFschen Spektralapparates.

---

[1]) Vgl. E. GEHRCKE, Die Anwendung der Interferenzen in der Spektroskopie und Metrologie. Die Wissenschaft, Heft 17, S. 108. Friedr. Vieweg u. Sohn, Braunschweig.

Die Verdienste Eulers um die Optik;
von Edm. Hoppe.

(Vorgetragen in der Sitzung der mathematischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 369.)

Die Geschichte der Undulationstheorie des Lichtes wird heutzutage in der Regel bis zu dem berühmten Traité HUYGENS' zurückverfolgt, und so erscheint HUYGENS als der Vater dieser Theorie. Er selbst bezeichnet DESCARTES als seine Quelle und entnimmt demselben eine Reihe von Erklärungen. Daß LEIBNIZ 1682 und HOOKE um dieselbe Zeit ebenfalls die Undulationstheorie vertraten, erfährt man gemeiniglich nicht, ebensowenig, daß die bekannte Darstellung des Brechungsgesetzes mit den Rechtecken von HUYGENS aus LEIBNIZ' Arbeit entnommen ist. Für die Zeit von 1690 bis 1802, d. h. zwischen HUYGENS und YOUNG findet EULER nur eine untergeordnete Erwähnung als Vertreter der Undulationstheorie, und doch bezeichnet er die erste seiner zahlreichen Arbeiten über diesen Gegenstand mit dem Titel Nova theoria lucis et colorum (1746). Hat er HUYGENS nicht gekannt, oder war durch NEWTONS übermächtige Autorität die Undulationstheorie so gründlich von der Bildfläche verschwunden, daß EULER deswegen zu einem nova berechtigt war? Beides ist zu verneinen. Er zitiert HUYGENS in mehreren Arbeiten über Dioptrik anerkennend, und wenn auch die überwiegende Mehrzahl der Mathematiker und Physiker der Emissionstheorie anhingen, so gab es doch noch einige andere, welche an DESCARTES bzw. HUYGENS sich hielten. Das, was EULER in der Tat berechtigt, seine Theorie als eine nova zu bezeichnen, ist die Methode der Ableitung und die ganze Behandlung. Alle Vorgänger EULERS, ob Emissionstheoretiker oder Undulationstheoretiker, ist ganz gleich, behandeln die Optik ausschließlich geometrisch und synthetisch. An der Hand einer Zeichnung wird der Gang des Lichtstrahles successive konstruiert. Selbst LEIBNIZ hat nur an einer Stelle einen ana-

lytischen Ausdruck, nämlich für die Begründung des Minimums für das Produkt aus Widerstand des Mediums in die Länge des Weges. EULER dagegen behandelt das Problem analytisch als Schwingungsfortpflanzung und ist dadurch ein Vorgänger der französischen Analytiker des 19. Jahrhunderts, besonders CAUCHYS. Nachdem EULER die Einwände NEWTONS gegen die Undulationstheorie widerlegt hat, leitet er alsbald eine Gleichung für die Fortpflanzung der Schwingungen der Ätherteilchen ab, deren Elongation zur Zeit t er proportional dem sinus versus von αt setzt. Hieraus ergibt sich, daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit gleich der Quadratwurzel aus Elastizität durch Dichte des Äthers ist, also unabhängig von der Wellenlänge. Punkte gleicher Schwingungsphase liegen auf konzentrischen Kreisen um den Ausgangspunkt des Lichtes, die Fortpflanzungsrichtung steht senkrecht auf den Linien gleicher Phase. Ist c die Geschwindigkeit, λ die Wellenlänge, i die Schwingungszahl, so ist $c = \lambda . i$. Da wir alle möglichen Schwingungszahlen erkennen können, so haben wir auch Strahlen verschiedener Wellenlängen. Einfache oder Elementarstrahlen haben die gleiche Wellenlänge; denn von ihnen muß das Auge wegen der gleichen Anzahl Impulse auf gleiche Weise erregt werden. Diese Elementarstrahlen bilden die Farben, die also unabhängig von der Intensität nur von der Schwingungszahl bzw. Wellenlänge abhängen.

Die Reflexion erfolgt nach den Gesetzen elastischer Stöße. Die Refraktion leitet EULER an einem Bündel parallelen Lichtes so ab, wie es noch heute zu geschehen pflegt. Daß EULER in dieser ersten Arbeit zu der verkehrten Behauptung kommt, daß die Strahlen mit kleinerer Schwingungszahl am meisten abgelenkt werden, hat seinen Grund darin, daß er die MAUPERTUISsche Fassung des FERMATschen Satzes, daß die Natur ihre Zwecke auf dem leichtesten Wege erreiche, für richtig hielt. MAUPERTUIS hatte nämlich im gleichen Jahre gemeint, es müßte die Summe der Produkte aus Geschwindigkeit mal Weglänge ein Minimum sein. EULER korrigierte vier Jahre später diesen Irrtum ausführlich und zeigt, daß die Strahlen größerer Wellenlänge am wenigsten abgelenkt werden.

Die nichtleuchtenden Körper verhalten sich dem Licht gegenüber auf drei verschiedene Arten: 1. Sie erleiden durch das Licht

keinerlei Einwirkung, sie reflektieren alles Licht mit ungeänderter Schwingungszahl; 2. die durchsichtigen enthalten eine große Menge Äther, dessen Elastizität und Dichte vom freien Äther verschieden ist, sie können auch eine Beeinflussung ihrer Moleküle durch den Äther erleiden; 3. die opaken Körper reflektieren nur Licht bestimmter Wellenlänge, hier findet eine Wirkung des Lichtes auf die Moleküle statt, so daß nach Art der Resonanz die Moleküle selbst Schwingungen der betreffenden Farbe erregen. Diese Erregung kann noch eine Zeitlang nach Aufhören der Belichtung fortdauern, so erklärt sich die Phosphoreszenz. Die Körper haben in der Regel von diesen drei Arten mehr oder weniger gleichzeitig an sich. — Besonders eingehend beschäftigt sich EULER mit der bei der Brechung eintretenden Abweichung, die er Konfusion nennt, sowohl der sphärischen wie der chromatischen. Schon NEWTON hatte gezeigt, wie die sphärische zu beseitigen sei, aber von der chromatischen hatte er ausdrücklich behauptet, sie sei nur durch Aufhebung der Brechung selbst zu beseitigen. EULER sagt, da das Auge zweifellos achromatisch arbeite, so müsse trotz der Brechung die farbige Konfusion zu beseitigen sein (1747). Darum sucht er nach einem Dispersionsgesetz. Er versucht verschiedene Funktionen der Brechungsindices, um zum Resultat zu kommen, und findet, daß die Proportionalität der natürlichen Logarithmen der Brechungsindices eine Achromasie möglich mache; darum stellt er, wenn m und n die Brechungsindices für einen mittleren Strahl, M und N die für rote Strahlen in zwei verschiedenen Medien sind, die Bedingung auf $\frac{l\,m}{l\,n} = \frac{l\,M}{l\,N}$.

Gegen dies Dispersionsgesetz wendet sich DOLLOND, da nach NEWTONS Messungen sich ergeben würde $\frac{M-1}{m-1} = \frac{N-1}{n-1}$; EULER zeigt (1753), daß NEWTONS Messungen die Entscheidung zwischen diesen Formeln nicht herbeiführen können, da sie nicht scharf genug seien, daß aber letztere Formel sicher falsch wäre. Auch CLAIRAUT bezweifelte EULERS Formel vom Standpunkte der NEWTONschen Theorie. EULER zeigt (1766), daß, wenn man die Brechung durch einen allmählichen Übergang des Lichtstrahles in die neue abgelenkte Richtung vermöge einer Kraft erkennen wolle, man unweigerlich zu einer größeren Lichtgeschwindigkeit

in dichterem Medium komme, daß dann aber eine Achromasie nicht möglich sei. Wenn er dagegen an dem konstanten Verhältnis der Logarithmen der Brechungsindices für Rot und Violett festhalte und diese mit r und v bezeichne, so daß $\frac{lr}{lv} = \alpha$, gleich demselben Verhältnis für ein zweites Medium sei, so ergäbe sich die Dispersion auf folgende Weise. Sei $r = n - dn$; $v = n + dn$, wo n den Brechungsindex für einen mittleren Strahl bedeutet, so ist

$$lr = ln - \frac{dn}{n} \text{ und } lv = ln + \frac{dn}{n},$$

d. h. $ln - \frac{dn}{n} = \alpha ln + \frac{\alpha dn}{n}$, oder $dn = \frac{1-\alpha}{1+\alpha} n . ln$,

wo dn also die halbe Dispersion ist. Auf dieser Grundlage findet er in seinem Werke über Dioptrik, daß sich die sphärische Konfusion bei zwei Medien mit mehr als zwei brechenden Flächen stets beseitigen lasse, die Achromasie aber nur möglich sei, wenn man mehr als zwei brechende Medien habe. EULER rechnet nun eine große Reihe von zusammengesetzten Fernrohren und Mikroskopen aus, bei denen diese Beseitigung der Fehler erreicht wird, und hat dieselbe in großer Zahl konstruieren lassen. Bedenkt man, daß HUYGENS zu einem Fernrohr von 123 Fuß Länge geführt wird, welches nicht mehr leistete als ein EULERsches Fernrohr von wenigen Fuß Länge, so ist der Fortschritt doch ein sehr großer. Von Interesse ist auch die Bedeutung des zusammengesetzten Okulars zur Beseitigung der „Konfusion", worauf EULER eingehend aufmerksam macht.

EULER ist auch der erste, welcher die atmosphärische Strahlenbrechung einer analytischen Behandlung unterzieht. Er leitet (1754) die Differentialgleichung für die Kurve, welche der Lichtstrahl von einem Stern bis zum Auge durch die Atmosphäre macht, ab. Eine geschlossene Integration ist nicht möglich, aber unter bestimmten Voraussetzungen berechnet er die wahre Lage des beobachteten Sternes aus der scheinbaren Zenitdistanz. Später (1777) untersucht er die wahre Höhe terrestrischer Objekte unter der Voraussetzung, daß die Dichte proportional dem Barometerstande sei. Bezeichnet s die horizontale Distanz, ϑ den schein-

baren Elevationswinkel, a den Erdradius, $\varphi = \frac{s}{a}$, so findet er h (die Höhe) $= \frac{s \sin(\vartheta + \frac{1}{2}\varphi)}{\cos(\vartheta + \varphi)} - \frac{s^2 \cos\vartheta}{8\, a \cos(\vartheta + \varphi)}$. Nach dieser Formel ist beim Nivellement 1778 gerechnet.

In bezug auf Photometrie hat EULER zuerst auf den Unterschied zwischen Lichtstärke und Beleuchtungsstärke hingewiesen; die Abnahme der Lichtstärke mit der Entfernung hat er richtig, wenn er auch dabei nur von einem leuchtenden Punkte bzw. von siderischen Lichtquellen ausgeht, die Abhängigkeit der Beleuchtungsstärke von der Neigung gegen den Strahl hat er ebenfalls wohl zuerst richtig angegeben. Endlich mag darauf hingewiesen werden, daß EULER meines Wissens zuerst auf die Bedeutung der Perspektive zur Abschätzung der dritten Dimension hingewiesen hat.

Zu bedauern bleibt, daß EULER auf die Interferenz und Beugung niemals eingegangen ist. Er scheint GRIMALDI nicht gekannt zu haben und hat auch die Doppelbrechung nie behandelt. So findet sich, obwohl er mehrfach an die Theorie der transversal schwingenden Saiten erinnert, nirgend eine Andeutung, daß er an transversale Wellen gedacht hätte. Er behandelt die Schwingungen ganz nach Analogie der Schallschwingungen in Luft, und darum kommt er nicht zu transversalen Wellen. EULER war kein experimenteller Physiker und konnte es wegen seiner Blindheit nicht sein, ihm standen aber die Experimente von MALUS und YOUNG noch nicht zur Verfügung, und so darf man seine Leistungen nicht darum gering schätzen, weil er nicht zu dem Resultat kam, welches wir FRESNEL verdanken. Vergleichen wir EULER mit seinen Vorgängern und Zeitgenossen, so ist sein Verdienst um die Optik so groß, daß man ihn sicher unter die ersten Forscher auf diesem Gebiet wird rechnen müssen.

Neue Elastizitäts- und Festigkeitsversuche;

von M. Grübler.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für angewandte Mathematik und Physik der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 16. September 1907.)

(Vgl. oben S. 369.)

Der Vortragende beschreibt eine Vorrichtung, um hohlkreiszylindrische Scheiben durch Schubkräfte allein zu beanspruchen. Die Scheibe wird an der inneren kreiszylindrischen Begrenzungsfläche mit einem festgehaltenen gußeisernen Zylinder und an der äußeren mit einem beweglichen Rahmen verkittet; letzterer wird durch ein Kräftepaar gedreht. Die Deformation besteht dann in einer Bewegung aller Scheibenpunkte auf Kreisen und ist sehr einfach mathematisch darstellbar.

Bezeichnet τ die Tangential- oder Schubspannung im Abstande r von der gemeinsamen Achse und M das Moment des deformierenden Kräftepaares, ferner h die unveränderliche Höhe der Scheibe, so ist nach eingetretenem Gleichgewicht

$$M = 2\pi r^2 h \tau,$$

d. h. es ist τ umgekehrt proportional dem Quadrate der Entfernung r. Nach erfolgtem Bruch berechnet sich hieraus die sog. Schub- oder Scherfestigkeit des Materiales.

Bezeichnet ferner G den sogenannten Schubelastizitätsmodul ($G = \frac{m}{2(m+1)} \cdot E$, worin E der Elastizitätsmodul des Materiales und m die POISSONsche Konstante ist), so erhält man als Ausdruck für die relative Verschiebung zweier ursprünglich in einem Radius gelegenen Scheibenpunkte, deren Abstände von der Achse r und r_1 sind,

$$v = \frac{M}{2\pi h}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r}\right).$$

Diese hat der Vortragende mittels einer verhältnismäßig einfachen Vorrichtung (Übertragung der Bewegung eingekitteter

Stiftchen auf Zeiger im Verhältnis von 1 : 200) an vier verschiedenen Stellen gemessen.

Als Material für die Scheiben wurde Zementmörtel aus einem Teil Zement und drei Teilen Normalsand verwendet und die Scheiben in der für Probekörper üblichen Weise hergestellt. Die Scheiben haben etwa 100 Tage in Wasser gelegen und wurden dann sofort verwendet. Leider zeigten sie sich nicht genügend gleichartig, so daß die Versuchsergebnisse für dieses Material nicht als abgeschlossen betrachtet werden können. Im Mittel ergab sich

$$G \geqq 15000 \text{ Atm.}$$

und als Schubfestigkeit $\tau_s = 33{,}0$ Atm.

Die Methode zur Ermittelung von G läßt sich bei jedem anderen Material anwenden und ermöglicht, bei bekanntem E die Konstante m zu berechnen.

Gegenwärtiger Stand unserer Kenntnis der Formänderungsvorgänge bei plastischen Körpern;

von Wilhelm Hort.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für angewandte Mathematik und Physik der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)

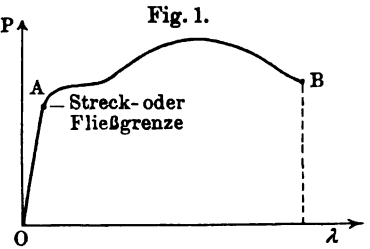
(Vgl. oben S. 370.)

Formänderungen plastischer Körper spielen in der Technik eine wichtige Rolle. Alle die Arbeitsvorgänge, die zur Fabrikation von Gebrauchsgegenständen benutzt werden, beruhen auf der Eigenschaft der Plastizität der meisten uns bekannten Materialien. Hierher gehört in erster Linie das Walzen, Schmieden, Pressen, Ziehen, Treiben, ferner das Stanzen, Lochen, Abscheren, sowie die Bearbeitungsmethoden, die auf dem Abtrennen von Materialteilen beruhen, wie Drehen, Bohren, Hobeln usw.

Der Wichtigkeit dieser Sachlage war es angemessen, daß praktische und wissenschaftliche Technik schon frühzeitig an die Erforschung jener Vorgänge herangingen.

Die bekannteste Art eines Formänderungsvorganges der gedachten Art dürfte wohl die Zerreißung eines Metallstabes, z. B. weichen Eisens, sein. Es kommt, wenn man einen solchen Stab einem axialen Zug unterwirft und die zu den Formänderungen gehörenden Zugkräfte vertikal, jene horizontal in einem Koordinatensystem aufträgt, das in Fig. 1 gezeichnete Diagramm zustande.

Fig. 1.



Besonders bemerkenswert ist hier für uns der Punkt A des Diagramms, der den Beginn des Fließens des Stabmaterials kennzeichnet. Die Formänderungen im Fließgebiet A, B sind wesentlich bleibend (plastisch), gegenüber denjenigen im Elastizitätsgebiet O, A. Auf der Eigenschaft des Eisens und seiner

Legierungen, vor Erreichung des Fließbeginns (im kalten Zustande) elastisch zu sein, beruht die Verwendung dieses Körpers zu maschinellen Konstruktionen; es ist das Bestreben der Technik, die Fließgrenze des Eisens durch geeignete Legierung so hoch wie möglich zu legen.

Bei anderen Materialien ist bereits im kalten Zustande von einem Elastizitätsgebiet keine Rede; hierher gehören die schlechthin als plastisch bezeichneten Massen, wie Ton und die weicheren Metalle, Blei und ausgeglühtes Kupfer.

IBBERTSON (Elementary treatise on the mathematical theory of perfectly elastic solids) unterscheidet nach dem Grade der Plastizität:

1. Gase.
2. Mobile Flüssigkeiten (Wasser).
3. Viskose Flüssigkeiten (Glycerin und Öl).
4. Ultraviskose Flüssigkeiten (Fette).
5. Plastische Körper (Wachs, Ton, Metalle in glühendem Zustande).
6. Duktile Körper (Metalle in kaltem Zustande).
7. Spröde Körper (Glas).

Hier interessieren uns in erster Linie die Gruppen 5 und 6.

Auf die Untersuchung duktiler Körper bezogen sich die ersten wissenschaftlichen Arbeiten. Eine der wichtigsten ist TRESCAS: Mémoire sur l'écoulement des corps solides. 1865. Da ich auf diese Arbeit im Zusammenhang mit der theoretischen Untersuchung unserer Frage zurückkommen muß, will ich zunächst auf die Arbeiten KICKS etwas näher eingehen. KICK (Gesetz der proportionalen Widerstände. 1877—1885) ging darauf aus, den Arbeitsbedarf für die Formänderung duktiler und plastischer Körper festzulegen. Diese Aufgabe ist für die Technik zunächst die wichtigste, da ihre Beantwortung für die Beurteilung der Wirtschaftlichkeit einer Fabrikation unerläßlich ist, während die dynamische Frage, nämlich nach der Lagenveränderung der kleinsten Körperteilchen, erst in zweiter Linie in Betracht kommt.

Die Beantwortung jener Aufgabe ist nun im wesentlichen rein empirisch von der Praxis selbst gegeben worden und es ist KICKS Verdienst, jene Erfahrungen durch zahlreiche Experimente bestätigt und in eine Formel zusammengefaßt zu haben, die

allerdings nur Verhältniswerte zu berechnen gestattet. KICK nennt diese Formel das Gesetz der proportionalen Widerstände; es läßt sich in zwei Sätzen aussprechen:

1. Die Arbeitsgrößen, welche zu ähnlicher Formänderung ähnlicher Körper erforderlich sind, verhalten sich wie die Volumina der Körper.

2. Die entsprechenden Kräfte verhalten sich wie die Oberflächen.

Die Experimente, die KICK zur Prüfung dieser Sätze anstellte, sowie die Folgerungen, die sich für die verschiedenen obengenannten Arbeitsprozesse aus ihnen ziehen lassen, sind von ihm in einem 1885 erschienenen Buche: Gesetz der proportionalen Widerstände, zusammengefaßt.

Der zahlenmäßigen Bestimmung der wirklichen Arbeitswerte hat KICK in diesem Buche ebenfalls seine Aufmerksamkeit gewidmet, doch liegt es auf der Hand, daß im kleinen betriebene Experimente, wie KICK sie anstellte, nur ein Notbehelf sein können.

Ich gehe nun dazu über, die mathematische Theorie plastischer Formänderungs-Vorgänge zu besprechen. Diese Theorie geht ebenso wie die oben besprochenen Untersuchungen davon aus, daß jene Vorgänge eine gewisse Ähnlichkeit mit dem Fließen haben. DE SAINT-VENANT, C. R. 1870 (Differentialgleichungen der Plastikodynamik), war der erste, der in diesem Sinne die hydrodynamischen Grundgleichungen heranzog, und zwar indem er von der Annahme eines nach allen Richtungen gleichen inneren Druckes absah und vielmehr, wie in der Elastizitätstheorie, die an einem kleinen im Innern des Körpers liegenden Flächenelement angreifenden Kräfte in zwei Komponenten zerlegte: eine Normal- und eine Tangential- oder Schubkomponente.

Bleiben wir hier beim zweidimensionalen Problem, so vermehrt sich auf diese Weise die Zahl der abhängigen Variabeln um zwei gegenüber der Aufgabe der Dynamik einer idealen Flüssigkeit; es ist also erforderlich, zwei weitere Differentialgleichungen aufzustellen. Zu diesem Zwecke knüpfte SAINT-VENANT an die schon obengenannte experimentelle Untersuchung TRESKAS an, in der folgende Sätze bewiesen sind:

1. Bei plastischen Körpern ist die in einem Flächenelement auf die Flächeneinheit entfallende maximale Schub- oder Tangen-

tialkraft gleich einer für das Material charakteristischen konstanten K, die SAINT-VENANT als Plastizitätsmodul bezeichnet.

2. Die Richtung der maximalen Tangentialkraft fällt mit der Richtung der maximalen relativen Gleitgeschwindigkeit zusammen.

So erhalten wir für die fünf abhängigen Variabeln folgende fünf Gleichungen:

1. $$\frac{\partial p_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial p_{xz}}{\partial z} = -\varrho\left(X - \frac{\partial u}{\partial t} - u\frac{\partial u}{\partial x} - w\frac{\partial u}{\partial z}\right).$$

2. $$\frac{\partial p_{xz}}{\partial x} + \frac{\partial p_{zz}}{\partial z} = -\varrho\left(Z - \frac{\partial w}{\partial t} - u\frac{\partial w}{\partial x} - w\frac{\partial w}{\partial z}\right).$$

3. $$0 = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z}.$$ Kontinuitätsgleichung.

4. $$p_{xz}^2 + \frac{(p_{zz} - p_{xx})^2}{4} = k^2.$$ I. TRESCAscher Satz.

5. $$\frac{p_{zz} - p_{xx}}{2\,p_{xz}} = \left(\frac{\partial w}{\partial z} - \frac{\partial u}{\partial x}\right) : \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z}\right).$$ II. TRESCAscher Satz.

Mit der Verallgemeinerung dieser fünf Gleichungen für drei Koordinaten mit ihrer Transformation auf Polar- und Zylinderkoordinaten, sowie ihrer Intregation in einfachen Spezialfällen, beschäftigen sich, im Anschluß an SAINT-VENANT, zahlreiche Arbeiten von LEVY, BOUSSINESQ und anderen, über die in TODHUNTERs History of elasticity referiert ist.

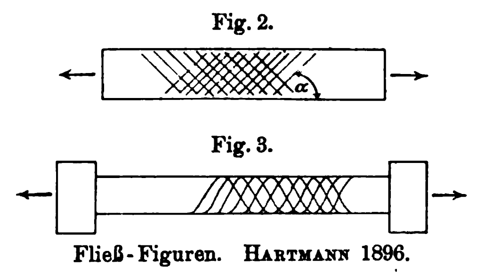
So interessant diese Arbeiten an sich sind, so möchte ich auf eine Besprechung hier verzichten, da es bis jetzt noch nicht möglich ist, ihre Richtigkeit durch das Experiment zu beweisen. Insbesondere fehlt noch die Klarheit darüber, ob sie wirklich ausreichend sind und ob nicht vielleicht wenigstens bei plastischen Körpern in den Gleichungen 1 und 2 ein Zusatzglied erscheinen muß, welches von den relativen Gleitgeschwindigkeiten abhängt, analog dem Reibungsglied in den Differentialgleichungen für zähe Flüssigkeiten.

Auf die Notwendigkeit solcher Experimente haben bereits 1875 SAINT-VENANT und TRESCA hingewiesen unter Angabe einer Methode, die Bahnen der kleinsten Teilchen im plastisch deformierten Körper zu verfolgen; doch hat diese Anregung nur geringen Erfolg gehabt, indem die Experimentatoren andere Ziele verfolgten; immerhin erscheinen mir diese Arbeiten wichtig genug,

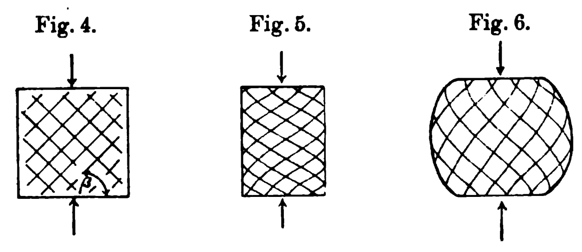
um zu zeigen, welche Anregungen vorliegen und wieviele technisch wichtige Fragen noch unaufgeklärt sind.

Am leichtesten zugänglich sind dem Experiment die sogenannten Fließfiguren. Sie treten namentlich dann auf, wenn härtere Materialien in der Nähe der Fließ- oder Streckgrenze und darüber hinaus beansprucht werden und stehen in unmittelbarem Zusammenhang mit der Spannungsverteilung im Innern des beanspruchten Körpers. Sie sind in vielen Fällen schon mit bloßem Auge sichtbar, durch gewisse Ätz- und Anlaßverfahren kann ihre Deutlichkeit wesentlich erhöht werden.

Eine ausgedehnte Untersuchung über das Zustandekommen dieser Figuren hat 1894 ein Komitee der französischen Artillerie anstellen lassen, über welche 1896 der Artilleriekapitän HARTMANN in einem Buche berichtete. Ich führe aus diesem einige wichtigere Liniensysteme vor. Fig. 2 zeigt ein auf Zug beanspruchtes Prisma; beim Überschreiten der Streckgrenze bedeckt sich die Oberfläche desselben von den Enden ausgehend mit zwei Scharen paralleler Linien, deren Neigungswinkel zur Stabachse unter allen Umständen derselbe und für das Material charakteristisch ist. Analog überzieht sich die Oberfläche eines Rundstabes (Fig. 3) mit zwei Scharen von Schraubenlinien. Bei



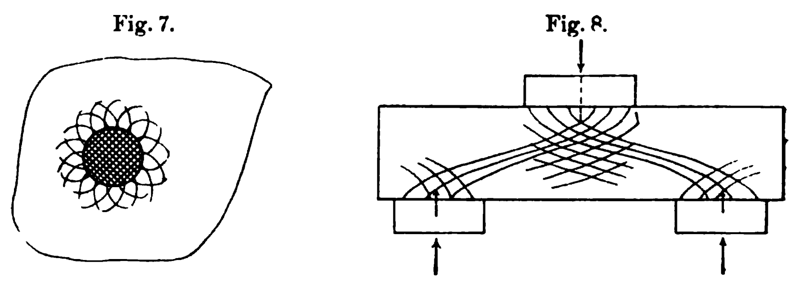
Fließ-Figuren. HARTMANN 1896.



der Druckbeanspruchung kurzer Prismen oder Zylinder (Fig. 4 und 5) treten ähnliche Erscheinungen auf, doch sind die Neigungswinkel der Liniensysteme andere. Eine auf Druck beanspruchte Kugel (s. Fig. 6) überzieht sich mit sphärischen Schraubenlinien

Wird eine Oberfläche teilweise auf Druck beansprucht, so treten rund um die Druckfläche herum Spannungsliniensysteme auf, die besonders deutlich beim Lochen von Blechen sichtbar werden, indem sie sich durch regelmäßiges Abspringen der Walzhaut des Bleches bemerklich machen. Die Walzhaut ist spröde und vermag den plastischen Deformationen des Materials nicht zu folgen. So entstehen die regelmäßigen Figuren, die zuerst LÜDERS beobachtet hat (Fig. 7).

Fig. 7. Fig. 8.



Sehr instruktiv sind schließlich noch die Fließfiguren (Fig. 8), die bei Biegungsbeanspruchungen prismatischer Körper auftreten. Diese Linien sind nichts anderes als die Spannungsverteilungslinien, die AIRY und MAXWELL zuerst für elastische Körper aus

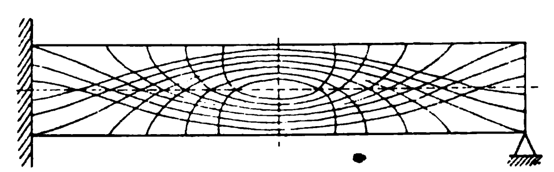


Fig. 9. Beispiel AIRYscher Spannungslinien. 1862.

den Gleichungen der elastischen theoretischen Elastizitätslehre abgeleitet haben. Zum Vergleich habe ich in Fig. 9 den Verlauf der AIRYschen Linien in einem Balken gezeichnet, der an einem Ende fest eingespannt ist, am anderen frei aufliegt und nur durch sein Eigengewicht belastet ist. Die Unterschiede sind durch die Verschiedenheit der Grenzbedingungen hervorgerufen, aber charakteristisch ist auch hier der Verlauf der Kraftlinien zwischen den Angriffsflächen der äußeren Kräfte.

Auf die Frage, ob diese Liniensysteme die SAINT-VENANT-Plastizitätsgleichungen befriedigen, ist die französische Kommission

leider nicht eingegangen; doch hat REYTÖ, Baumaterialienkunde 1898, aus ihnen die Richtigkeit des oben angeführten TRESCAschen Satzes von neuem bestätigt. Ich glaube aber, daß diese so leicht ausführbaren Experimente vorzüglich geeignet sind, die SAINT-VENANT-Differentialgleichungen wenigtens für duktile Körper, namentlich Metalle in kaltem Zustande, zu prüfen.

Versuche mit plastischen Körpern hat der bereits genannte KICK angestellt. Er verwendete Tone in verschieden gefärbten Schichten, seine Ausflußversuche schildert Fig. 10. Interessant ist übrigens noch die Gestalt dieser Schichtungskurven, wenn der Kolben nicht kontinuierlich, sondern ruckweise drückt; in diesem Falle werden die Kurven seltsam unregelmäßig, was offenbar auf Massenwirkung zurückzuführen ist (s. Fig. 11). Leider hat auch KICK eine Prüfung der SAINT-VENANTschen Gleichungen nicht versucht.

KICKS Ausflußversuche mit plastischen Massen. 1873.

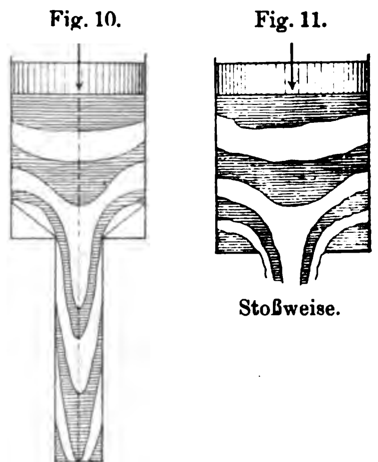


Fig. 10. Kontinuierlich.

Fig. 11. Stoßweise.

Wichtiger als die Ausflußvorgänge plastischer Körper ist der Walzprozeß glühender Metalle, besonders des Eisens. Der Besprechung der über diesen vorliegenden Arbeiten will ich mich nun zum Schlusse zuwenden.

Eine erste theoretische Arbeit ist die von FINK in der Zeitschrift für das Berg-, Hütten- und Salinenwesen 1874. Sie zeigt, wie unter gewissen Annahmen das zum Walzen erforderliche Drehmoment berechnet werden kann, wenn die Reibung des Materials an der Walzenoberfläche, sowie der Plastizitätsmodul bekannt sind. Aber eben diese Größen entziehen sich ohne experimentelle Bestimmung unserer Kenntnis. Auf die Lagenveränderung der kleinsten Teile geht die Arbeit im übrigen gar nicht ein.

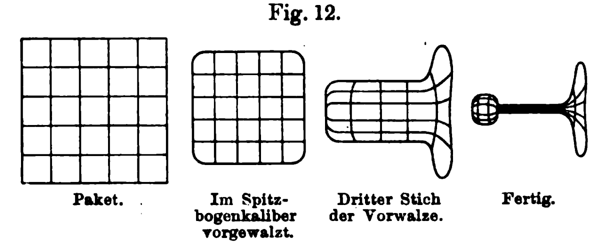
Zur Aufklärung dieser Fragen setzte Anfang der achtziger Jahre der Verein Deutscher Eisenhüttenleute eine Kommission ein, welche durch Versuche feststellen sollte:

1. den beim Walzen erforderlichen Arbeitsverbrauch;
2. den Druck der Walzen auf das Material, und
3. die Verschiebung der einzelnen Partikel beim Walzen.

Über die mit diesem Programm angestellten Versuche berichtete die Kommission in der Zeitschrift Stahl und Eisen 1881. Beteiligt hatten sich an den Versuchen die Gute Hoffnungshütte,

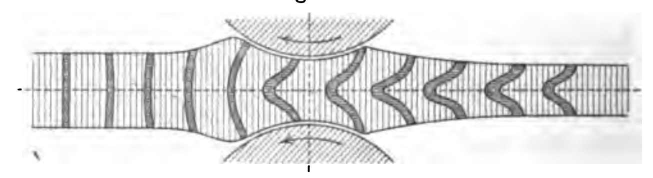
Walzversuche des Vereins deutscher Eisenhüttenleute. 1881.

Fig. 12.



der Phönix und das Blechwalzwerk SCHULZ-KANUTSCH. So wichtig auch die zutage geförderten Ergebnisse für die Beurteilung der Arbeits- und Kraftwirkungen in den Walzwerken waren, so blieb doch noch manches zur Klarstellung des gesamten Walzprozesses übrig, wenn man an dem wünschenswerten Ziele festhält: Vorausberechnung der Kraft- und Arbeitsverhältnisse, sowie der Materialbeanspruchungen und -verzerrungen, wenn die Walzmaschine, das Material und die anfängliche Walztemperatur gegeben sind.

Fig. 13.



Walzversuche von HOLLENBERG. 1883.

Wie schön solche Versuche hinsichtlich der Materialverschiebung durchgeführt werden können, soll die Wiedergabe eines Versuches der Kommission mit Auswalzen eines aus einem Bündel paralleler Eisenstäbe zusammengeschweißten Paketes zu einer Schiene zeigen: Die Querschnitte wurden geätzt, die so sichtbar werdenden Schweißfugen gaben ein deutliches Bild der Materialverzerrung (Fig. 12). Im Anschluß an diese grundlegende

Untersuchung hat dann E. BLASS in Stahl und Eisen 1882, S. 283, eine Theorie des Walzprozesses ausgearbeitet, die die vom Experiment gelassenen Lücken durch geeignete Annahmen auszufüllen versucht. Weiterhin hat HOLLENBERG 1883 der Materialdeformation beim Walzen seine Aufmerksamkeit geschenkt, indem er Walzblöcke mit quer zur Achse eingeschobenen Stäbchen versah, deren Gestaltsänderung nach dem Walzen durch Anätzen der Schnittfläche des parallel zur Achse aufgeschnittenen Blockes sichtbar gemacht wurde (Fig. 13).

Merkwürdigerweise haben diese so interessanten Anfänge der Untersuchung des Walzprozesses keine Fortsetzung erfahren. Daß dies im Interesse der Technik sehr zu bedauern war, hat die Durcharbeitung des MANNESMANNschen Walzverfahrens gezeigt. Bekanntlich sind außerordentliche Mittel angewendet worden, um dies Verfahren zur Auswalzung fertiger Rohre brauchbar zu machen. Dies gelang nicht, da das Verfahren so erhebliche Materialbeanspruchung erforderte, daß das Material zerriß. Man mußte sich vielmehr darauf beschränken, die Blöcke zu „lochen“, d. h. zu kurzen und dickwandigen Rohren auszuwalzen. Das Fertigwalzen zu langen und dünnwandigen Rohren wird dagegen auf anderen Walzmaschinen, den sogenannten Pilgerschrittwerken, vorgenommen. Wäre Anfang der neunziger Jahre eine ausreichende Theorie des Walzprozesses vorhanden gewesen, so hätte die Tragweite des MANNESMANNschen Verfahrens vermutlich von vornherein leichter beurteilt werden können.

Um zum Schluß eine Zusammenfassung unserer Untersuchung zu geben, so möchte ich aussprechen, daß auf dem Gebiete der plastischen Formänderungsvorgänge mannigfache Anfänge nach theoretischer und experimenteller Richtung hin vorliegen, daß aber die Prüfung der Differentialgleichungen SAINT-VENANTS noch ausgedehnte Versuche erforderlich macht, deren Anstellung im Interesse auch der praktischen Technik zweifellos von großer Bedeutung ist.

Studien zur Präzisierung der Siedemethode;

von Ernst Beckmann.

(Mitteilung aus dem Laboratorium für angewandte Chemie in Leipzig.)

(Vorgetragen in der Abteilung für Chemie der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 16. September 1907.)

(Vgl. oben S. 370.)

Vergleichende ebullioskopische Versuche haben gezeigt, daß die Siedemethode bei verschieden konstruierten Apparaten nicht immer dieselben Konstanten liefert. Sodann werden besonders bei niedrigen Konzentrationen bisweilen große Unregelmäßigkeiten beobachtet.

Gegen die gefürchtete Überhitzung wurden vom Vortragenden bisher Siedeerleichterer (Platin), sowie Füllmaterial (Tariergranaten) in das mit Gas bzw. Elektrizität direkt geheizte Siedegefäß gebracht.

Besser noch schien Einleiten von Dampf des Lösungsmittels, was LANDSBERGER (nach FARADAY u. a.) empfahl, gegen Überhitzung zu schützen, indessen werden nach den Versuchen des Vortragenden besonders bei höher siedenden Flüssigkeiten zu niedrige Konstanten erhalten.

Bei den nun mitgeteilten Versuchen über die Verhältnisse bei direktem Heizen wurde die Flüssigkeit im Siedegefäß vermittelst Platindraht, welcher auf einen Glasstab gewickelt war, elektrisch geheizt, zur Erhitzung des Dampfmantels diente ein Bunsenbrenner. Umgekehrt wie bei der Dampfstrommethode resultierten hier die richtigeren Konstanten bei hochsiedenden Lösungsmitteln, während bei mittleren Siedepunkten (Benzol, Chloroform) bisweilen starke Anomalien auftraten, z. B. lieferten Benzol sowie Triphenylmethan in Chloroform bei steigender Konzentration zunächst abnorm große, dann zu kleine und schließlich richtige Erhöhungen. Kampfer sowie Naphtalin dagegen gaben in Chloroform keinerlei Abweichungen. Die Unregelmäßigkeiten sind zurückzuführen auf die Neigung mancher Substanzen, die

Siedeverhältnisse zu ändern und lokale Überhitzungen herbeizuführen. Besonders kommt diese Wirkung den schaumbildenden Stoffen zu. Diese Anomalitäten lassen sich aber auf verschiedene Weise beseitigen:

1. Durch Anwendung einer genügenden Menge Füllmaterial (Zeitschr. f. physikal. Chem. 40, 136, 1902), welches die Schaumbildung mäßigt, aber eine innige Berührung von Dampf und Flüssigkeit sichert. — Die Ansicht BIGELOWS, daß man bei elektrischem Heizen allgemein von Füllmaterial absehen könne, hat sich nicht bestätigt.

2. Bei Anbringung einer Einschnürung oder eines Diaphragmas am Siederohr, wodurch ebenfalls der Schaum zurückgehalten, die Durchmischung aber gefördert wird.

Die Konstanten fallen hier, wie beim Einleiten von Dampf, etwas niedriger aus.

3. Durch vorherige Auflösung einer schaumbildenden Substanz, z. B. von Benzil oder Triphenylmethan in Chloroform.

Die regulierende Wirkung kann hier konstatiert werden durch eine Klappvorrichtung, welche bei geschlossener Klappe das Thermometer vor aufsteigenden Dampfblasen schützt. Während sich im Lösungsmittel bei offener Klappe eine höhere Temperatur einstellt als bei geschlossener, ist nach dem Zufügen von Substanz bis zur genügenden Schaumbildung das Öffnen und Schließen der Klappe ohne Einfluß auf das Thermometer. Darauf werden sowohl von schaumbildenden wie auch von nichtschaumbildenden Stoffen richtige Werte erhalten.

4. Durch Ermittelung der Erhöhungen bei Entfernung des Thermometergefäßes aus der Flüssigkeit.

Diese bisher immer vergeblich angestrebte Art der Bestimmung läßt sich so ausführen, daß man die Dämpfe in eine das Thermometergefäß umgebende, in die Flüssigkeit tauchende Glasglocke treten läßt und dadurch das zweckmäßig umgekehrte Thermometergefäß in einen nach außen abfließenden Dampfstrom bringt.

5. Durch eine ähnliche Vorrichtung, welche entweder den Dampf zwingt, von außen nach innen am Thermometer vorbeizuströmen, und verhindert, daß Schaum an das Thermometer gelangt, oder auch gestattet, dampffreie Flüssigkeit um das

Thermometer zu bringen, die von außen durch den Dampf geheizt wird.

Sonderbarerweise erfolgen die Einstellungen des Thermometers im Dampf der Lösungen sehr verschieden schnell, was anscheinend mit der Flüchtigkeit der Substanzen zusammenhängt. Immer vollzieht sich aber die Einstellung prompt nach vorübergehender Benetzung des Thermometers mit der Lösung.

Für die Praxis geht zunächst aus den Versuchen hervor, daß direkte Heizung mit Gas oder Elektrizität die zuverlässigsten Konstanten liefert, nur muß man den lokalen Überhitzungen, welche besonders bei Neigung zur Schaumbildung auftreten, durch geeignete Versuchsbedingungen entgegenwirken. Zumeist geschieht das am bequemsten durch Anwendung von Füllmaterial. Selbstredend wird man bei genauen Versuchen die Außentemperatur durch einen Dampfmantel konstant halten und Fehler aus Barometerschwankungen durch einen Kontrollapparat mit Lösungsmittel eliminieren.

Bei seiner Untersuchung hatte sich der Vortragende der eifrigen und fördernden Mitwirkung der Herren Dr. LIESCHE und Cand. TH. KLOPFER zu erfreuen.

Über die Bestimmung der Seehöhen bei Ballonfahrten durch mechanische Quadratur;

von Albert Schreiber.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 16. September 1907.)

(Vgl. oben S. 371.)

Die Darstellung der bei wissenschaftlichen Luftfahrten beobachteten meteorologischen Elemente als Funktion der Seehöhen muß sich bis auf weiteres auf die Methode der barometrischen Höhenmessung stützen, da die bisherigen Versuche, die Ballonhöhen durch geodätische und photogrammetrische Operationen zu ermitteln, zu ausreichenden Ergebnissen noch nicht geführt haben.

Nach dem derzeitigen Stande der Wissenschaft ist man darauf angewiesen, die Berechnung barometrisch ermittelter Höhenunterschiede auf die LAPLACEsche Differentialgleichung

$$-dh = RT\frac{dp}{p}$$

(R Gaskonstante, T absolute Temperatur, p Luftdruck, h Höhe) zu stützen, da die Versuche, die Höhenberechnung thermodynamisch zu begründen, bisher lediglich auf die sogenannte GULDBERG-MOHNsche Formel geführt haben, die numerisch nahezu dieselben Höhen ergibt wie die BAUERNFEIND-RÜHLMANNsche Formel, und die im übrigen auf Voraussetzungen beruht, die im allgemeinen ebensowenig erfüllt sind, wie die Voraussetzung aerostatischen Gleichgewichtes bei der LAPLACEschen Differentialgleichung.

Das bisher übliche Verfahren, in dem Integrale der obigen Differentialgleichung für T einen mittleren Wert (arithmetisches Mittel der Lufttemperaturen am unteren und oberen Ende der Luftsäule) einzuführen und diesen Mittelwert dann wie eine Konstante vor das Integral zu setzen, ist nicht mehr am Platze, wenn während der Ballonfahrt an möglichst vielen Stellen die meteoro-

logischen Elemente ermittelt worden sind. Man kann vielmehr in diesem Falle das Integral

$$\int T \frac{dp}{p}$$

mit großer Annäherung bestimmen und dies hat von selbst auf die jetzt allgemein angewendete sogenannte Staffelmethode geführt.

Die Ermittelung des Integrales

$$\frac{1}{h}\int_0^h T\,d\,h$$

als Mittelwert der Temperatur, wie sie neuerdings von einigen Autoren beliebt wird, erscheint nicht empfehlenswert, da hierdurch die Barometerformel unnötig beschwert wird.

Die übliche Staffelmethode ist aber, obwohl sie theoretisch wohl begründet ist, etwas umständlich und unvollkommen, da Rechenfehler, die an einzelnen Stellen vorkommen, sich durch die ganze Säule fortpflanzen.

Es liegt daher nahe, die Höhenunterschiede (auch als Temperaturintegrale zu bezeichnen) durch mechanische Quadratur, also auf graphischem Wege zu ermitteln, ein Verfahren, das hier besonders angebracht ist, weil es sich um die Integration einer Funktion handelt, die, obwohl ihr mathematischer Ausdruck nicht ermittelt werden kann, doch durch die angestellten Beobachtungen ihrem Verlaufe nach bekannt ist. Die graphischen Darstellungen, welche von Clapeyron eingeführt und in der Thermodynamik der Atmosphäre von namhaften Autoren, wie Hertz, v. Bezold, Prof. Schreiber und anderen, mit nicht geringem Nutzen verwendet worden sind, um verwickelte Vorgänge darzustellen und zu erklären, lassen sich auch für die Methode der barometrischen Höhenmessung recht vorteilhaft verwenden. Hierfür kommen folgende Methoden in Frage:

1. Die beobachteten Luftdrucke werden, nachdem sie auf Normalschwere zurückgeführt worden sind, auf der X-Achse eines Koordinatensystems logarithmisch aufgetragen, indem man sie entweder auf einem Rechenschieber abgreift oder, noch einfacher, logarithmisch geteiltes Papier, wie es in England fabrikmäßig hergestellt wird, benutzt. Auf der Y-Achse werden die Celsius-

temperaturen aufgetragen. Die Barometerformel lautet dann, abgesehen von den Korrektionen wegen des Dampfgehaltes und der Variation der Schwerkraft,

$$h = 18\,400 \log \frac{p_1}{p_2} + F.$$

Das erste Glied rechterseits wird mit Hilfe irgend einer Tafel der rohen Seehöhen berechnet. F ist die Fläche, welche zwischen der X-Achse und der aufgetragenen Kurve liegt und zwar ist

$$F = R \int_{\pi_1}^{\pi_2} t\, d\pi,$$

wenn mit π der $\log p$ bezeichnet wird. Die Fläche F ist mittels eines einfachen Planimeters zu bestimmen. Man kann hierbei die übliche Rechengenauigkeit (Seehöhen bis auf 1 m) mit Leichtigkeit erreichen.

Die Feuchtigkeit kann entweder dadurch berücksichtigt werden, daß man die von GULDBERG-MOHN eingeführte virtuelle Temperatur aufträgt oder besser, wenn man das sogenannte Feuchtigkeitsintegral

$$0{,}61 \int x\, d h,$$

wo x das Mischungsverhältnis bedeutet, durch mechanische Integration, also am einfachsten mittels eines Planimeters berechnet.

2. Ein anderes Verfahren ergibt sich, wenn man sich die Aufgabe stellt, aus den vorhandenen Druck- und Temperaturbeobachtungen ohne jede Rechnung das Diagramm herzuleiten, welches die Temperatur als Funktion der Höhe darstellt. Konstruiert man eine Kurvenschar

$$y = e^{-\frac{x}{RT}}$$

(e Basis der nat. Log.), wobei T zunächst einen Parameter (absolute Temperatur) bedeutet, so stellt diese Kurvenschar gleichzeitig alle Kurven

$$y = C e^{-\frac{x}{RT}}$$

dar, wenn man eine Vorrichtung so trifft, daß jene Kurvenschar parallel der X-Achse verschoben werden kann. Die Kurven werden zu diesem Zwecke auf Pauspapier gezeichnet, und dieses ist auf einen Rahmen gespannt, der sich auf dem eigentlichen

Zeichenbrette in der Richtung der Längskante (X-Achse) des Brettes verschieben läßt.

Auf letzterem werden parallel der X-Achse Linien (Isobaren) gezogen, so daß der Abstand jeder Parallele von der X-Achse gleich dem beobachteten Luftdrucke ist. Es werden also so viele Isobaren gezeichnet, als bei der Ballonfahrt Druckbeobachtungen angestellt worden sind.

Man geht nun von einem beliebigen Punkte der ersten Isobare aus und verschiebt den Rahmen mit der Kurvenschar so, daß eine der Kurven durch diesen Punkt hindurchgeht und zwar diejenige, deren Parameter der zwischen dem Anfangspunkte der Luftsäule und dem darauf folgenden Punkte vorgefundenen Mitteltemperatur entspricht. Diese Kurve schneidet die nächste Isobare in einem Punkte, den man mit einer Nadel ansticht. Setzt man dieses Verfahren fort, so wickelt sich die Seehöhe auf der X-Achse ab, und man hat dann nur noch die in jedem Punkte gefundenen Temperaturen als Ordinaten aufzutragen.

Man erhält also hier eine Druckkurve und eine Temperaturkurve, welche die Abhängigkeit jedes dieser beiden Elemente von der Seehöhe darstellen.

Die Fläche zwischen Druckkurve und X-Achse stellt den von BEZOLD in die Thermodynamik eingeführten „Wärmegehalt" dar.

3. Dieses Verfahren, das sich auf die potentiellen Lufttemperaturen (v. HELMHOLTZ, v. BEZOLD) stützt, ist deshalb bemerkenswert, weil es die Möglichkeit zur Lösung der Aufgabe bietet, die barometrisch gemessenen Höhenunterschiede unter Berücksichtigung der Kondensationsvorgänge zu ermitteln.

In dem unter 1. benutzten Koordinatensystem (T und $\varkappa$) läßt sich leicht die Adiabate für trockene Luft (eventuell auch die übrigen Adiabaten des Trockenstadiums usw.) darstellen. Die Adiabate läßt sich auch in diesem System, weil die Drucke logarithmisch aufgetragen sind, parallel der $\varkappa$-Achse verschieben, und man kann mit Hilfe der beschriebenen Zeichenvorrichtung durch jeden Punkt der Zeichenebene, der eine im Ballon angestellte Druck- und Temperaturbeobachtung darstellt, eine Adiabate hindurchlegen.

Diese schneidet auf der zum Anfangsdruck gehörigen Ordinate die potentielle Temperatur ab, und man kann ferner eine

Kurve der potentiellen Temperaturen zeichnen, indem man parallel den beiden Achsen Hilfslinien legt.

Führt man die potentielle Temperatur in die LAPLACEsche Differentialgleichung ein, so erhält man durch Integration die folgende Barometerformel:

$$h = \frac{T_1}{0{,}009\,93}\left\{1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{0{,}29}\right\} + F_1 + F_2.$$

Das erste Glied rechterseits stellt die sogenannte GULDBERG-MOHNsche Höhenformel dar. Der numerische Betrag dieses Gliedes läßt sich ohne weitere Konstruktionslinien aus der Figur entnehmen, weil er auch in der Form

$$\frac{T_1 - T_1}{0{,}009\,93}$$

(T_1 potent. Temperatur) geschrieben werden kann. Die Restglieder F_1 und F_2 lassen sich durch mechanische Integration aus der Zeichnung entnehmen und erscheinen als Inhalt bzw. als statisches Moment einer Fläche, die durch die Kurve der potentiellen Temperaturen, durch die Ordinate, welche zum Anfangsdruck π_0 gehört und durch eine Parallele zur π-Achse im Abstande T_1 begrenzt wird. Das Glied F_2 kann bei nicht zu großen Höhenunterschieden vernachlässigt werden.

Über die Arbeiten des Samoa-Observatoriums;
von F. Linke.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 371.)

Die Anregung zur Gründung eines geophysikalischen Observatoriums in Samoa reicht in die Zeit der Vorbereitungen zur Südpolarexpedition 1901/1903 zurück und entsprang dem Bedürfnis, erdmagnetische Parallelregistrierungen aus dem Stillen Ozean zu haben. Der gleiche Wunsch lag für seismische Arbeiten vor. Das wieder erwachte Interesse an luftelektrischen Beobachtungen ließ es wünschenswert erscheinen, die neuen Meßmethoden an möglichst verschiedenen Orten zu erproben, und von meteorologischer Seite wurden besonders Drachenexperimente für wünschenswert erklärt. Diese vier Punkte bilden das Arbeitsprogramm des Samoa-Observatoriums, das auf Betreiben der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen in Apia gegründet wurde. Das Kuratorium besteht aus H. WAGNER (Vorsitz), E. RIECKE, E. WIECHERT und dem kaiserlichen Gouverneur von Samoa, Herrn Dr. SOLF, Exzellenz.

Das Instrumentarium besteht aus den magnetischen Instrumenten nach ESCHENHAGEN, zwei Horizontalpendeln nach WIECHERT, luftelektrischen Apparaten nach ELSTER und GEITEL, BENNDORF, GERDIEN, einer Drachenausrüstung nach KÖPPEN usw.

Leiter des Observatoriums waren von 1902 bis 1904 O. TETENS, von 1905 bis 1907 F. LINKE. Seit Anfang 1907 ist es G. ANGENHEISTER. Ferner ist angestellt ein Gehilfe und ein Sekretär; im Frühjahr 1908 wird voraussichtlich ein Assistent entsandt werden.

Das Observatorium befindet sich auf dem letzten Ausläufer der Korallenhalbinsel Mulinuu bei Apia.

Die erdmagnetischen Registrierungen und Messungen gewannen eine besondere Bedeutung durch die gleichzeitige magnetische Vermessung des Stillen Ozeans durch die Carnegie-Insti-

tution, wobei das Samoa-Observatorium Basisstation für die Südsee wurde. — Auf den Samoainseln wurde eine magnetische Vermessung durchgeführt.

Die seismischen Registrierungen sind von größter Wichtigkeit für die Entwickelung der Theorien über das Erdinnere geworden, weil — wie sich herausstellte — unfern Samoa ein wichtiger Erdbebenherd in der „Tongarinne“ sich befindet, dessen Beben nach Durchquerung der Erde noch in dem etwa 180° entfernten Europa registriert werden. — Von Interesse sind die Aufzeichnungen der Naherdbeben, die einen Zusammenhang mit der vulkanischen Tätigkeit der Nachbarschaft aufweisen und jedenfalls auch mit den seismischen Vorgängen an den Küsten des Stillen Ozeans in Verbindung stehen. — Die Bildung neuer Vulkane in Samoa (1903 und 1905) wurde aufmerksam verfolgt.

Die luftelektrischen Beobachtungen machten noch erhebliche, durch Ungunst des Klimas hervorgerufene Schwierigkeiten. Immerhin konnten Potentialgefälle registriert, Radioaktivität und Leitfähigkeit der Luft inmitten des Ozeans auf der Ausreise des Vortragenden 1904 gemessen werden.

Die meteorologischen Arbeiten gewannen großen praktischen Wert für das Schutzgebiet, wie überhaupt für die Südsee. Ein meteorologisches Netz von 30 Stationen wurde in Samoa eingerichtet, ein größeres über die gesamten Inseln zwischen Australien und Amerika, südlich des Äquators, ist im Entstehen begriffen. — Drachenaufstiege während der Passatzeit gaben wichtige Aufschlüsse über die Zustände höherer Luftschichten. In Zukunft sollen auch Ballons verwandt werden.

Über die bisherigen Ergebnisse wird demnächst ausführlich in den „Abhandlungen der Kgl. Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen“ berichtet werden.

Die Mittel zur Aufrechterhaltung des Samoa-Observatoriums sind vom preußischen Kultusministerium und vom Kolonialamt bis Ende des Etatjahres 1908/09 bewilligt, doch besteht die Aussicht, daß das Observatorium eine ständige Einrichtung wird.

Die Erdbeben von Jamaika;
von Wilh. Krebs.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 371.)

Die auf Westindien abzielende Warnung vor neuen Erdkatastrophen, die am 19. September 1906 in einem der gleichen Abteilung gehaltenen Vortrage begründet war, erhielt schon bald Bestätigung durch Katastrophen, von denen vor allem die Insel Jamaika heimgesucht wurde. Dieses an Erdbeben nicht arme Gebiet wurde heimgesucht durch stärkere Erdstöße am 13. November 1906, wahrscheinlich ferner durch ein untermeerisches Ereignis am 16. Dezember 1906 und vor allem durch das Erdbeben, von dem am 14. Januar 1907 die Städte Kingston und Port Royal zerstört wurden. Bemerkenswert erscheint das Einfallen dieser Termine in die Nähe der Neumondzeit an den drei einander folgenden Monaten.

Für das am schwersten nachweisbare untermeerische Ereignis kann der ungewöhnlich hohe, durch atmosphärische Verhältnisse nicht begründete Seegang angeführt werden. Er bot anscheinend die Hauptursache für die Strandung der deutschen Dampfjacht „Prinzessin Luise Viktoria“ am 16. Dezember 1906, und erschwerte jedenfalls die Ausbotung der Passagiere des gescheiterten Schiffes in gefahrdrohender Weise. Als weitere Schäden zur See schlossen sich an unter dem 17. Januar 1907 die Strandung des deutschen Fruchtdampfers „Prinz Waldemar“, am 2. Mai 1907 das Auflaufen seines Bruderdampfers „Prinz August Wilhelm“. Beide Vorfälle ereigneten sich ebenfalls vor oder in der Lagune von Kingston und Port Royal. Erwähnenswert erscheinen auch zwei andere Dampferunfälle, die sich ohne erkennbaren meteorologischen Anlaß am 19. Dezember 1906 und am 8. Januar 1907 vor der St. Ann's Bai ereigneten, am gegenüberliegenden Nordufer Jamaikas. Jene Millionen-

schäden vor Port Royal und Kingston hätten jedenfalls vermieden werden können, da schon im Dezember 1906 die allgemeine, im vorjährigen Vortrage begründete Warnung präzisiert war für die Schiffahrt zu einer Warnung vor Änderungen im Meeresgrunde und sonstigen Äußerungen des Vulkanismus zur See bei Jamaika. Änderungen des Meeresgrundes wurden allerdings erst bei den seeamtlichen Verhandlungen über die letzte, im Mai 1907 geschehene Strandung von den beteiligten nautischen Kreisen zugegeben.

Dieser Zusammenhang mit untermeerischen Erscheinungen macht einen rein tektonischen Ursprung der neuen Erdbeben von Jamaika wenig wahrscheinlich. Das gleiche galt schon von der auf die vorjährige Voraussage führenden Verkettung von Ereignissen, die teils vulkanischer, teis seismischer Natur waren. Auch die ungefähr gleichzeitig mit der Hauptkatastrophe in den mittleren Tagen des Januar 1907 einsetzenden Ereignisse in anderen Erdgebieten von vorherrschend mittelamerikanischen Breiten bildeten in jener Beziehung bunte Reihe. Am 7. Januar 1907 erfolgte ein Ätnaausbruch, am 11. ein Erdbeben auf Ischia, am 13. eine Erderschütterung mit Kircheneinsturz bei Palermo, vor dem 16. ein Ausbruch des Mauna Loa, am 18. Erdbeben in Kaukasien und auf Sachalin. Auch hält die von DAWISON aufgestellte tektonische Erklärung des Jamaika-Bebens nicht Stich gegenüber den direkten Beobachtungen der Stoßrichtung vom 14. Januar. Dieses Erdbeben dürfte deshalb eher für einen inneren Zusammenhang, als für eine prinzipielle Trennung seismischer und vulkanischer Ereignisse sprechen.

Eingehende Veröffentlichungen über den Gegenstand sind beabsichtigt in Jahrgang 8 der Zeitschrift „Das Weltall“ der Treptow-Sternwarte.

Geophysikalische Gesichtspunkte bei neueren, auch strafrechtlich behandelten Katastrophen;

von Wilh. Krebs.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 371.)

Im Interesse einer besseren Würdigung geophysikalischer Gesichtspunkte erwächst aus der seeamtlichen Praxis des verflossenen Jahres die Forderung, daß Gutachten über katastrophale Ereignisse bei den zuständigen wissenschaftlichen Stellen, erdmagnetische z. B. bei magnetischen Observatorien und nicht, wie geschehen, bei der Deutschen Seewarte, die sich selbst erst bei solchen informieren müßte, eingeholt werden. Bei den seeamtlichen Verhandlungen über die Strandung des „Prinz August Wilhelm" wurde zwar als völlig zureichender geophysikalischer Grund die bis dahin unbekannte Verschiebung der verhängnisvollen Bank um 30 bis 50 m festgestellt. Eine Äußerung auf Rehabilitierung des von dem britischen Seegericht auf Jamaika ungewöhnlich streng bestraften Lotsen WORDWARD, der bis dahin als der beste Lotse Kingstons galt, wurde aber, anscheinend aus formellen Gründen, von allen beteiligten Seiten vermieden.

Auf kriminalgerichtlichem Gebiete darf eine günstige Wirkung des Geltendmachens geophysikalischer Gesichtspunkte festgestellt werden. Besonders deutlich trat sie entgegen bei der Behandlung des schweren Eisenbahnunfalles bei Tremessen in der Provinz Posen. Am Abend des 7. August 1907 war dort ein Zug entgleist, wie drei Tage vorher, am Abend des 4. August, bei Les Ponts-de-Cé, nahe Angers, in Mittelfrankreich. In dem deutschen Vorverfahren wurde von vornherein lediglich die Frage der persönlichen Verantwortung aufgeworfen und verfolgt, während bei dem französischen sogleich auf die Wahrscheinlichkeit hingewiesen wurde, daß infolge der ungewöhnlichen Hitze des Vortages eine

Eisenbahnschiene aus dem Verband gebogen sei. Der Nachweis, daß am 7. August die Hitze im Posenschen hinter der am 4. in Mittelfrankreich nicht erheblich zurückgestanden hatte, wurde sehr bald veröffentlicht. Es ist anzuerkennen, daß in weiterer Folge die preußische Staatsanwaltschaft die Frage der persönlichen Verantwortung bei Tremessen überhaupt fallen ließ.

Die gute Wirkung des in diesem Vortrage zum zweiten Male vertretenen Vorgehens bietet keinen Grund, es einzustellen. Der ernsten Bedeutung des Gegenstandes entsprechend, sollte sie vielmehr zu einer entschiedeneren Weiterführung anregen.

Dafür kann auch eine in diesem Jahre in der englischen Tages- und Fachpresse aufgekommene Bewegung angeführt werden, die sich gegen „unscientific administration" richtet. Ihre Träger sind besonders der Hygieniker RONALD ROSS, der Mathematiker BRYAN und der Pädagoge HILL. Ihren Anlaß entnahm sie den offenkundigen Mißständen im indischen Sanitätswesen. Sehr charakteristisch war, daß sie mit zunehmender Entschiedenheit zu einer Bewegung für grundlegende Reformen des Bildungswesens, hauptsächlich des naturwissenschaftlichen, gestaltet wurde. In England geht diese also von aufgedeckten Schäden des öffentlichen Lebens aus. In Deutschland scheint mit äußerster Vorsicht diese Frage umgangen werden zu sollen, die doch die unter allen Umständen, aber auch allein ausreichende Motivierung einer wirklichen Renaissance des Bildungswesens bieten würde. Es liegt durchaus nicht im deutschen Interesse, auch in diesem notwendigen Entwickelungsvorgange der britischen Nation den Vortritt zu lassen.

Zur Geschichte der hundertteiligen Thermometerskula; von R. Börnstein.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 371.)

In Naturforscherkreisen wurde am 23. Mai dieses Jahres die 200. Wiederkehr des Geburtstages KARL VON LINNÉS gefeiert, und bei dieser Gelegenheit erwähnte man auch das Verdienst, welches der berühmte Botaniker sich um die Förderung der wissenschaftlichen Thermometrie erworben hat. Da diese Leistung LINNÉS bisher wenigstens in Deutschland kaum bekannt war, schien es mir lohnend, dem Sachverhalt nachzugehen.

Man findet vielfach die Angabe, daß CELSIUS die hundertteilige Skala an seinen Thermometern angebracht habe, aber die Zahl 0 beim Siedepunkt und 100 beim Gefrierpunkt des Wassers, und daß alsdann durch STRÖMER der Skala die umgekehrte, heute noch gebräuchliche Teilung gegeben sei. So berichtet z. B. POGGENDORFF[1]) in einer kurzen Notiz, daß jene Umkehrung durch STRÖMER im Jahre 1750 geschehen sei. R. WOLFF[2]) gibt an, daß CELSIUS im Jahre 1742, „und zwar mutmaßlich auf Veranlassung von KARL VON LINNÉ“, ein Quecksilberthermometer konstruiert habe, dessen Skala ursprünglich beim Siedepunkt 0, beim Gefrierpunkt 100° hatte, „während jetzt nach dem Vorschlage von MÄRTEN STRÖMER (1707 bis 1770) die beiden Fundamentalpunkte gerade umgekehrt bezeichnet werden“. Hier wird also LINNÉ zwar genannt, aber gerade als mutmaßlich beteiligt an der ursprünglichen Gestalt der Skala, während deren Umkehrung wiederum STRÖMER zugeschrieben wird.

---

[1]) POGGENDORFF, Pogg. Ann. 157, 352, 1876.

[2]) RUD. WOLFF, Handbuch der Mathematik, Physik, Geodäsie und Astronomie 2, 339. Zürich, Friedr. Schulthess, 1870.

Ebenso berichtet fast 100 Jahre früher J. H. VAN SWINDEN [1]), daß STRÖMER die CELSIUSsche Skala umgekehrt habe, und daß in Upsala seit 1750 diese neue Art des Thermometers in Gebrauch sei; man bezeichne es als das „schwedische“, teilweise auch trotz der Änderung als das CELSIUSsche Thermometer.

Was nun diese in Upsala ausgeführten Beobachtungen betrifft, so hat dabei das ältere Celsiusthermometer (0 = Siedepunkt, 100 = Gefrierpunkt) nur wenige Jahre gedient, nämlich von 1744 bis 1750. Während sowohl FAHRENHEIT (1724) wie RÉAUMUR (1730) Skalen vorschlugen, bei denen die höheren Temperaturen durch größere Zahlen ausgedrückt werden, bediente man sich in Upsala während der vierziger Jahre des 18. Jahrhunderts entgegengesetzt gerichteter Teilungen. Über die dortigen meteorologischen Beobachtungen des Jahres 1741 berichtet CELSIUS [2]), daß die niedrigste Temperatur des Jahres 120,1°, die höchste 10,0° betragen habe. Daß diese Zahlen der ÅNGSTRÖMschen Skala angehören, ergibt sich aus den Beobachtungen der folgenden Jahre, namentlich aus denjenigen von 1744 [3]), welche in beiden Skalen angegeben werden, nämlich beispielsweise:

	Ångströmskala	Celsiusskala
Höchste Temperatur des Juni	16,9°	75,4°
Niedrigste Temperatur des Juni	61,8	93,6
Höchste Temperatur des Februar	66,0	94,6
Niedrigste Temperatur des Februar	107,0	113,9

Diese Beispiele zeigen, daß es sich nicht bloß um rechnungsmäßige Unterschiede handelt, sondern die beiden Beobachtungsreihen sind offenbar an zwei verschiedenen Thermometern gewonnen, welche nur mangelhaft miteinander übereinstimmten. Bei der Ångströmskala entsprechen 0 und 100 etwa den Zahlen 68 und 110 der Celsiusskala, deren Grade mehr als doppelt so

[1]) J. H. VAN SWINDEN, Dissertation: Sur la comparaison des thermomètres. Amsterdam 1778, S. 116. Im alphabetischen Verzeichnis des Buches findet sich der Name LINNÉ nicht.

[2]) Kongl. Svenska Vet. Akad. Handl. 3, 12, 1742.

[3]) Ebenda 6, 13, 1745.

viel Temperaturabstand haben als die Ångströmgrade. Die hier erwähnte Celsiusskala ist die ursprüngliche und hat, wie bei den Beobachtungen von 1747 [1]) ausdrücklich erwähnt wird, 0 als Siede-, 100 als Gefrierpunkt.

CELSIUS starb 1744. Schon 1743 wird in Upsala als Beobachter der Observator OLAV PETER HIORTER genannt, ebenso auch für die folgenden Jahre. Veröffentlicht wurden die Beobachtungen (Monatsextreme) zunächst durch diesen, diejenigen von 1747 durch MÄRTEN STRÖMER, von 1749 und 1750 durch BENGT FERNER. Dem letzteren entstammt also wohl die Bemerkung, durch welche die im April 1750 bewirkte Änderung der Temperaturbeobachtungen mitgeteilt wird. Sie lautet [2]): „Das Thermometer des verstorbenen Professor CELSIUS hat 0 beim Siedepunkt des Wassers und 100 beim Gefrierpunkt; dasjenige des Herrn Professor STRÖMER dagegen hat 0 beim Gefrierpunkt und 100 beim Siedepunkt. Mit jenem wurde bis zum 12. April, mit diesem seither beobachtet, und man würde die eine Skala auf die andere umgerechnet haben, wenn nicht Ungleichheiten zwischen den Beobachtungen des Herrn Observators und denjenigen des Herrn Professor STRÖMER beständen.“

Die letzten Worte lassen wiederum erkennen, daß es sich hierbei nicht bloß um die veränderte Bezeichnung und Ablesung, also im wesentlichen nicht um eine neue Skala handelt, sondern um die Ersetzung des bis zum 12. April 1750 benutzten Thermometers durch ein anderes Instrument, welches mit dem bisherigen recht mangelhaft übereinstimmte. Wie wichtig solche Übereinstimmung für die Brauchbarkeit der Thermometer sei, wußte man bereits [3]), und dem Verfasser der vorstehenden Notiz erschien die Erwähnung des neu in Gebrauch genommenen Instrumentes offen-

[1]) Kongl. Svenska Vet. Akad. Handl. **11**, 269, 1750; **12**, 237, 1751 werden die Beobachtungen von 1748 geschildert (ohne Zahlen); **13**, 212, 1752 diejenigen von 1749 mitgeteilt.

[2]) Ebenda **14**, 253, 1753 bei den Beobachtungen von 1750; für die drei folgenden Jahre finden sich die Beobachtungen ebenda **15**, 173 und **16**, 64, 290.

[3]) RÉAUMUR betitelt seine umfangreiche Arbeit von 1730 ausdrücklich: Règles pour construire des thermomètres, dont les degrés soient comparables (Mém. Acad. Année 1730, S. 452, Paris 1732) und ebenso im folgenden Jahre: Sur la construction des thermomètres, dont les degrés soient comparables (ebenda Année 1731, S. 250, Paris 1764).

bar wichtiger, als ein Hinweis auf den Ursprung der neuen Skala. Denn die Erneuerung des Instrumentes bewirkte, daß die vor- und nachher gemachten Ablesungen nicht miteinander verglichen werden konnten, während das Umrechnen der alten auf die neue Skala sehr einfach gewesen wäre. Es wird ja auch nur STRÖMERS Thermometer erwähnt, und nicht etwa eine STRÖMERsche Skala. Kann also jene Bemerkung unbedenklich dahin gedeutet werden, daß sie den Übergang zu einem anderen Instrument kundtun sollte, so erscheint es andererseits wohl begreiflich, daß man darin nachher auch die Einführung einer neuen Skala glaubte finden zu sollen. Namentlich in späterer Zeit ist ja die Verwendung sorgfältig geprüfter Thermometer so allgemein geworden und erscheint so selbstverständlich, daß die Ersetzung eines in Gebrauch befindlichen Instrumentes durch ein neues keine wesentliche Störung der Beobachtungsreihe bedeutet und nicht gerade in allen Fällen erwähnt wird, während eine Veränderung der Skala jedenfalls vom Beobachter angegeben werden muß. STRÖMER hat im April 1750 ein neues Thermometer in Gebrauch genommen, dessen Skala von der bis dahin benutzten verschieden war. Die Mitteilung dieses Tatbestandes scheint dazu geführt zu haben, daß man STRÖMER für den Urheber der neuen Skala hielt.

Tatsächlich war er es nicht, wie folgende Angaben zeigen. Zunächst seien einige Stellen aus Briefen LINNÉS erwähnt, für deren liebenswürdige Mitteilung ich Herrn Professor TH. M. FRIES in Upsala zu großem Dank verpflichtet bin. In einem an den Dozenten B. FRONDIN gerichteten Schreiben vom 26. Juni 1745 erwähnt LINNÉ, daß er bei dem Stockholmer Instrumentenmacher EKSTRÖM ein Thermometer „für die Orangerie“ bestellt habe. An P. ELVIUS schreibt er in einem undatierten, aber wahrscheinlich im September oder Oktober 1745 verfaßten Briefe: „In diesem Semester werde ich über den akademischen Garten eine Disputation herausgeben (gemeint ist Hortus Upsaliensis), aber kann die Grade nicht angeben, weil ich kein Thermometer besitze.“ Am 29. Oktober 1745 schreibt er demselben ELVIUS: „Gebe Gott, daß ich das Thermometer bekomme, bevor ich die Abhandlung über den Garten herausgebe, damit ich die Berechnungen machen kann. Punctum congelationis wird wohl 0? Und von da ab auf-

und abwärts Zahlen, damit man sehen kann, wie viel Grad Wärme oder Kälte?" Endlich schreibt LINNÉ an SAUVAGE am 30. Oktober 1758: „Ego primus fui, qui parare constitui thermometra nostra, ubi punctum congelationis 0 et gradus coquentis aquae 100, et hoc pro hybernaculis Horti." Ähnliches ist von STRÖMER nirgends behauptet worden. Vielmehr war laut Protokoll des Consistorium academicum majus vom 2. Dezember 1745 STRÖMER sogar anwesend (wie ebenfalls Herr Professor FRIES mir mitzuteilen die Güte hatte), als LINNÉ dem Konsistorium ein für die Orangerien verfertigtes Thermometer vorzeigte und man auf seinen Antrag beschloß, das Instrument zu kaufen.

Von gedruckten Beweisen für LINNÉS Anteil an der heutigen Gestalt der Thermometer kann zunächst eine Bemerkung angeführt werden, welche sich in der (bereits erwähnten) Disputation vom 16. Dezember 1745 über den Botanischen Garten von Upsala[1]) findet. Dort wird Vorgeschichte und Beschreibung des Gartens gegeben, und bei Schilderung des Warmhauses gesagt, das Thermometer steige vermöge der Heizung oft bis 30°, gewöhnlich käme es nicht über 20 bis 25° und im Winter nicht unter 15°. Eine Anmerkung sagt dazu: „Thermometrum nostrum est 0 in puncto congelationis et numerat 100 ad gradus aquae coquentis."

Ferner findet sich eine ganz ähnliche Bemerkung in der 1751 von LINNÉ[2]) herausgegebenen Philosophia Botanica, nämlich S. 276: „*Thermometrum botanicum* erit nostrum, cujus punctum *congelationis* 0, calor vero *aquae coquentis* 100."

Erwähnung verdient endlich noch die Zeichnung, welche als Titelblatt zu LINNÉS großem Foliowerk: Hortus Cliffortianus (1737[3]) erschienen ist und außer Pflanzen, allegorischen Fi-

---

[1]) Hortus Upsaliensis, quem cum consensu ampliss. facult. medicae, in regio ad Salam Lyceo, sub praesidio viri celeberrimi, Dini Doct. CAROLI LINNAEI, med. et botan. profess. reg. etc., speciminis academici loco publicae disquisitioni subjicit SAMUEL NAUCLER, Olavi filius, Helsingus, in Audit. Carol. Maj. ad D. XVI Decemb. Anni MDCCXLV. Horis ante meridiem solitis. Upsaliae.

[2]) CAROLI LINNAEI, Archiatr. Reg. Medic. et Botan. Profess. Upsal. etc. Philosophia Botanica in qua explicantur fundamenta botanica cum definitionibus partium, exemplis terminorum, observationibus rariorum, adjectis figuris aeneis. Cum Privilegio. Stockholmiae Apud Godofr. Kiesewetter, 1751.

[3]) Hortus Cliffortianus plantas exhibens quas in hortis tam vivis quam siccis, Hartecampi in Hollandia, coluit vir nobilissimus et generosissi-

guren usw., zwei Kindergestalten mit Gartengeräten zeigt. Neben Gießkanne und Spaten ist dort auch ein Thermometer dargestellt, es wird von einem Kinde gehalten, dessen andere Hand ausdrücklich auf das Instrument hinweist, ist ganz unverhältnismäßig groß gezeichnet und hat auf der deutlich erkennbaren Skala in der Mitte einen Nullpunkt (allerdings nicht mit 0, sondern mit 1 bezeichnet), von welchem nach oben und nach unten je eine bis 100 fortgeführte Teilung ausgeht. Es gleicht also die untere Hälfte der alten Celsiusskala, und die obere Hälfte der heute üblichen, und die Zeichnung kann freilich nicht als Beweis dafür dienen, daß LINNÉ die eine oder andere dieser Skalen vorgezogen habe. Wohl aber läßt sie erkennen, daß er bereits früh sich mit dem Thermometer eingehend beschäftigt hat, und daß er durch die augenscheinliche Hervorhebung des Instrumentes auf die Wichtigkeit der Temperaturmessungen für botanische und gärtnerische Zwecke hinweisen wollte.

Das Ergebnis der vorstehenden Betrachtung darf dahin ausgesprochen werden: Die „Umkehrung" der hundertteiligen Thermometerskala ist nicht, wie mehrfach behauptet wurde, 1750 von STRÖMER angegeben, sondern erheblich früher von LINNÉ.

---

mus GEORGIUS CLIFFORD juris utriusque doctor, reductis varietatibus ad species, speciebus ad genera, generibus ad classes, adjectis locis plantarum natalibus differentiisque specierum. Cum tabulis aeneis. Auctore CAROLO LINNAEO, Med. doct. et Ac. Imp. N. C. Soc. Amstelaedami 1737.

Analytischer Vergleich verwandter Beobachtungsreihen, mit besonderer Berücksichtigung der barometrischen Ausgleichsbewegungen;

von Wilh. Krebs.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)

(Vgl. oben S. 372.)

In einem Vortrage vor der gleichen Abteilung der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Meran im Jahre 1905 war von mir ein rechnerisches Verfahren auf die Schwankungsreihen der barometrischen Ausgleichsbewegung LOCKYERS angewandt worden, das schon auf der Versammlung zu Lübeck im Jahre 1895, bei Gelegenheit einer hygienischen Untersuchung, von mir empfohlen worden war. Es wurde als qualitative Analyse bezeichnet, da nur die Richtung, nicht auch das Ausmaß der Schwankungen ausgewertet war.

Die damit gefundene Verteilung der Hauptherde jener atmosphärischen Bewegung, sowie der Zwischengebiete der Hauptherde über die Erdoberfläche wich erheblich von der LOCKYERschen Kartierung ab. Sie wurde aber in der neuesten Veröffentlichung Dr. N. LOCKYERS im Science Progress 1907 im wesentlichen übernommen. Die Richtigkeit meines Vorschlages wurde von diesem Autor in einer Unterredung auch anerkannt. Die Verteilung der Hauptherde gewann ferner wichtige Beziehungen zu den sekundären Kältepolen und vor allem zu den beiden größeren Entstehungsgebieten taifunartiger Wirbelstürme, des australasiatischen und des mittelamerikanischen, auf die auch der Ursprung der wichtigsten Tiefs mittlerer und höherer Breiten zurückzuführen sein dürfte.

Die weitere Bearbeitung führte auf eine Möglichkeit, in ungemein einfacher Weise auch dem Ausmaß der Schwankungen gerecht zu werden, die qualitative Analyse demnach in eine quantitative zu verwandeln.

Es war nur notwendig, die Summe der Differenzen gleichgerichteter Schwankungen von Etmal zu Etmal — im vorliegenden Falle die Millimetersumme des Luftdruckunterschiedes von Jahr zu Jahr — prozentisch auf die Gesamtsumme aller Differenzen zu verrechnen.

Die praktische Probe konnte bisher nur an vier barometrischen und barometrisch-heliographischen Reihenpaaren vorgenommen werden. Sie ergab aber bei allen vier Vergleichen eine Zuschärfung der prozentischen Übereinstimmung im Sinne der Theorie. Ein fünftes Reihenpaar wurde durch die Relativzahlen der Sonnenfleckenentwickelung, einerseits nach Wolfer, andererseits nach Lockyer, geboten. Seine Analyse ergab qualitativ 90 und auch quantitativ nur 90,6 Proz. Übereinstimmung. Das ist ein Grund mehr, an die Stelle der bisher üblichen Berechnung der Sonnentätigkeit, durch bloßes Auszählen der Sonnenflecken und ihrer Gruppen, schärfere, auf die Beobachtung von Fall zu Fall begründete Methoden treten zu lassen.

Das meteorologische Jahr 1906/07 in Mitteleuropa, mit besonderer Berücksichtigung der Hochwasser- und Sturmkatastrophen;

von Wilh. Krebs.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)

(Vgl. oben S. 372.)

Die zwölf Monate von September 1906 bis August 1907 ließen an den 42 verfügbaren mitteleuropäischen Stationen wieder ein Zurücktreten der vor 1906 vorwiegenden Regenarmut erkennen. Die Monatswerte waren nur zu 50, die Jahreswerte zu 41 Proz. unternormal. Es blieb also bei der in den zwei vorhergehenden Jahresberichten verkündeten Änderung des Niederschlagsregimes, die inzwischen auch von Dr. LOCKYER eine heliophysikalische Begründung erfuhr.

Wie schon in diesem Zusammenhang zu erwarten, bewährte sich die Einführung der Sonnenbeobachtungen in den meteorologischen Tagesdienst in überaus günstiger Weise.

Die Sonnentätigkeit wurde an besonderen Strahlungsvorgängen und ferner an der Hand der Sonnenflecken, besonders an der raschen Entwickelung großer Fleckengruppen, kontrolliert. Solche ungewöhnlich rasch erscheinenden Entwickelungsvorgänge konnten mehrmals festgestellt werden.

In jedem Male kamen sie in auffallender Weise zusammen mit gewitterhaften Erscheinungen stärkster Art in der europäischen Atmosphäre, zuweilen auch mit der schwerer auszumachenden Entstehung taifunartiger Sturmwirbel in tropischen Breiten.

Vergleichende Beobachtungen führten darauf, westindischen Wirbelstürmen, die den Atlantik bis zu den europäischen Gestaden herüber kreuzten, eine Überwärmung der Hochatmosphäre in mittleren und höheren Breiten zuzuschreiben, die für Mitteleuropa durch ungewöhnliche Wärme der Herbstmonate 1906 zum Ausdruck gelangte. Es handelte sich dabei hauptsächlich um Kon-

densationswärme von der Niederschlagsbildung her, die den Tropen entzogen wurde.

Die Gesamtlage änderte sich durch das Überschlagen der Taifunbildung aus dem mittelamerikanischen in das westpazifische Hauptgebiet dieser Wirbelstürme. Der Hochdruckrekord und der allgemeine Kälterückschlag im Januar 1907 über Mitteleuropa konnte sogleich damit in Verbindung gebracht werden.

Aber auch der Tiefrekord des Luftdruckes, der, um einen Mondmonat später, der mitteleuropäischen Atmosphäre unter verhängnisvollen Sturmerscheinungen zuteil wurde, schien dieser Verbindung nicht zu ermangeln. Soweit das Tief des 20. Februar 1907 zurückverfolgt werden konnte, auf nordatlantischen und nordamerikanischen Wetterkarten, und soweit wir Kenntnis besitzen von der Meteorologie der pazifischen Gebiete, liegt eine packende Wahrscheinlichkeit vor, daß jenes Sturmtief, das mehreren Dampfern im deutschen Meeresgebiete, besonders dem Harwichdampfer „Berlin“ grauenvollen Untergang brachte, dem westpazifischen Taifungebiete und einer Zeit entstammte, die zusammenfiel mit der Zeit des Hochdruckrekords über Mitteleuropa.

Von diesem Gesichtspunkt eröffnet sich eine Aussicht, die die europäische Witterung hauptsächlich bestimmenden stärkeren Tiefs in ihren Ursprungsgebieten, den beiden Hauptherden der Taifunbildung und der atmosphärischen Ausgleichsbewegungen, dem mittelamerikanischen und dem australasiatischen, zu fassen. In weiterer Folge knüpft sich daran die Aussicht, die meteorologische Tagesprognose zu ersetzen durch ein fernblickendes Warnungswesen, das den überaus ernsten Aufgaben eines weltwirtschaftlichen Witterungsdienstes in einer Weise gerecht zu werden vermag, an die die Wirksamkeit der Tagesprognose bei weitem nicht heranreicht.

Es ist beabsichtigt, das tabellarische Material der seit 1902 bearbeiteten meteorologischen Jahre auszugsweise in Gravelius' Zeitschrift für Gewässerkunde zu veröffentlichen.

Meteorologische Globen;
von C. Kassner.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Geophysik, Meteorologie und Erdmagnetismus der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)

(Vgl. oben S. 372.)

Während meteorologische Darstellungen sich bisher meist auf Karte und Diagramm beschränkten und nur vereinzelt Isoplethenflächen plastisch wiedergegeben wurden, wollen die KASSNERschen Globen gegenüber den zu mißverständlichen Auffassungen Anlaß gebenden Merkatorkarten eine richtige Vorstellung von der Verteilung des Luftdrucks, der Lufttemperatur und der Luftströmungen, sowie von den wahren Größenverhältnissen der Zonen ermöglichen. Dabei entspricht der Januarglobus dem Nordwinter und Südsommer, der Juliglobus dem Nordsommer und Südwinter. Sie zeigen auf den ersten Blick die besonders wichtigen Hoch- und Tiefdruckgebiete (die sogenannten Aktionszentren der Atmosphäre), die Verschiebung der Luftmassen vom Sommer zum Winter, den Wärmeäquator und die Kältepole, den Einfluß von Land und Wasser, sowie von Gebirgen und Meeresströmungen auf die Wärmeverhältnisse, ferner Passate und Monsune usw. Erst bei einer Globusdarstellung tritt ja die enorme Größe der Tropenzone gegenüber den winzigen Polarkappen hervor, während man nach den gewöhnlichen meteorologischen Karten die kalten Zonen weit überschätzt.

Die Globen sind nach den neuesten bis Ostern 1907 erschienenen klimatologischen Materialien entworfen, wobei auch die Ergebnisse der letzten Südpolarexpedition berücksichtigt wurden, und je in 15 Farben gedruckt.

Die Luftdruckverhältnisse sind durch blaue Isobaren (Verbindungslinien aller Orte mit gleichem, mittlerem, monatlichem Luftdruck im Meeresniveau) dargestellt. Die Isobare 760 mm, die ungefähr dem mittleren Luftdruck entspricht, ist als

Trennungslinie der Gebiete hohen und tiefen Luftdrucks besonders stark gezeichnet (═). Die Isobaren über 760 mm sind ausgezogen (—), die unter 760 mm aber gestrichelt (-----).

Die vorherrschenden Winde werden durch Pfeile (→), die mit dem Winde fliegend gedacht sind, angegeben.

Die Temperaturverteilung ist durch rote Isothermen (Verbindungslinien aller Orte mit gleicher mittlerer Monatstemperatur im Meeresniveau) dargestellt. Die 0°-Isotherme ist als Grenze der warmen und kalten Gebiete besonders hervorgehoben (═); auch die Zehnergrad-Isothermen (± 10°, ± 20°, ± 30°, — 40°) sind stärker gezogen. Um aber die Temperaturverhältnisse noch deutlicher hervortreten zu lassen, ist Flächenkolorit angewendet worden, und zwar Rot für die warmen (über 0°), Blau für die kalten (unter 0°) Gebiete; außerdem sind die Zonen zwischen je 10° von 0° aus mit immer dunkleren Farbentönen angelegt, so daß die dunkelroten und dunkelblauen Gegenden als die wärmsten und kältesten sofort zu überblicken sind.

Ein grauer Farbenton hebt die Landflächen von den Wasserflächen ab und ein brauner läßt die Gebirge hervortreten.

Endlich lassen die eingetragenen Orte durch besondere Signaturen die Sitze aller meteorologischen Institute (■), der meteorologischen Observatorien (+) — auch wichtiger nicht mehr bestehender, wie Ben Nevis usw. — und zahlreicher meteorologischer Beobachtungsstationen (●) erkennen.

Zu diesen Globen sind noch kleine Modelle erschienen, die einen überraschenden Einblick in die wahren Raumverhältnisse der Atmosphäre, z. B. von ihrer Höhe, sowie der Höhe und Ausdehnung von Depressionen usw. gewähren.

Jedoch nicht bloß wissenschaftlich bedeuten diese Globen einen Fortschritt, sondern auch technisch, denn sie besitzen eine patentamtlich geschützte Vorrichtung, vermöge deren man die Globen durch einen einzigen Handgriff so umlegen kann, daß man die Südhalbkugel bequem betrachten und dabei auch drehen kann. Ein solches Paar Globen ist von dem Verlage von Dietrich Reimer (Ernst Vohsen) zu Berlin für 50 Mark zu beziehen.

Über flüssige und scheinbar lebende Kristalle. Mit kinematographischen Demonstrationen;

von Ernst Sommerfeldt.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Mineralogie, Geologie und Paläontologie der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 16. September 1907.)

(Vgl. oben S. 372.)

Wird die feste Modifikation der flüssigen Kristalle nach der Methode von LEHMANN erhitzt, so tritt bei der ersten Zustandsänderung eine in allen Lagen doppelbrechende, d. h. zwischen gekreuzten Nicols keine Auslöschungsrichtung besitzende Flüssigkeit auf. Wenn jedoch die Erhitzung langsamer, als mit LEHMANNs Apparat möglich ist, vorgenommen wird, so läßt sich noch ein Zwischenstadium (beiläufig schon von LEHMANN erwähnt) bequem beobachten, in welchem die Flüssigkeit genau so wie ein gewöhnlicher Kristall die zwischen Objektträger und Deckglas befindlichen zwei aufeinander senkrechten Auslöschungsrichtungen besitzt. Diese Modifikation, welche also in ihrem optischen Verhalten den eigentlichen Kristallen besonders nahe steht, wird zweckmäßigerweise als „labile kristallin-flüssige Phase" bezeichnet, im Gegensatz zu der von den meisten Beobachtern allein berücksichtigten „stabilen kristallin-flüssigen Phase". Besonders beim Paraazoxyphenetol läßt sich die labile kristallin-flüssige Phase leicht realisieren und das Temperaturintervall, in welchem sie existenzfähig ist, kann durch Zusätze von verwandten Körpern erheblich vergrößert werden. Derjenige Temperaturpunkt, bei welchem die labile kristallin-flüssige Modifikation in die stabile kristallin-flüssige übergeht, schwankt stark und ist auch nicht reversibel, da beim Abkühlen der isotropen Schmelze die labile kristallin-flüssige Modifikation stets ausbleibt. Im Anschluss an LEHMANNs Vorstellungen ist die labile kristallin-flüssige Modifikation leicht erklärbar, der Emulsionstheorie hingegen dürfte sie die größten Schwierigkeiten bereiten. Daher erkläre ich im Anschluß an LEHMANNs Vorstellungen die Erscheinungen der flüssigen

Kristalle bei den betreffenden Substanzen dadurch, daß auch im flüssigen Zustande benachbarte Moleküle in paralleler Lage zu verharren vermögen, und zwar mag in dünnen Schichten (wie sie zwischen Objektträger und Deckglas bei mikroskopischer Beobachtung allein in Betracht kommen) die Parallelstellung eine viel weitergehende sein als in dicken Schichten. Ein Wechsel in der Orientierung der Auslöschungsrichtungen findet nun in der labilen kristallin-flüssigen Modifikation nur an solchen Stellen des Präparats statt, wo im festen Zustande ein Wechsel in der Orientierung der Auslöschungsrichtungen vorhanden war, so daß man sagen kann, in der labilen kristallin-flüssigen Phase ist die Größe der einzelnen Kristallindividuen die gleiche wie im festen Zustande; im stabilen kristallin-flüssigen Zustande hingegen ist die Größe der einzelnen Kristallindividuen sicherlich submikroskopisch, scheint aber mindestens von der Größenordnung der Lichtwellenlängen zu sein. Nur durch Zusätze (Zucker, Kolophonium und andere) kann man auch in diesem Zustande die winzigen Kristalle dazu veranlassen, zu größeren, mikroskopisch sichtbaren Individuen oder Komplexen sich zu vereinigen, welche als rotierende Tropfen beim Paraazoxyphenetol und ähnlichen Substanzen auftreten.

Nun sind überall, wo ein Wechsel in der Größe des Brechungsexponenten bei der, wie angenommen, aus submikroskopischen Kristallen sich aufbauenden Phase auftritt, Reflexionen und wegen der Kleinheit der Individuen auch Beugungen des Lichtes zu erwarten, daher werden schon wegen dieser Störungen die Auslöschungsrichtungen im stabilen kristallin-flüssigen Zustande nicht erkennbar. Außerdem wird jeder durch das Präparat hindurchgehende Lichtstrahl der stabilen kristallin-flüssigen Phase eine große Zahl von verschieden orientierten übereinander gelagerten Individuen zu passieren haben. Es erscheint also folgende atomistische Vorstellung zur Erklärung des Unterschiedes der labilen und stabilen kristallin-flüssigen Modifikation zweckmäßig: im stabilen Existenzgebiete sind bereits längs jeder überhaupt mikroskopisch sichtbaren Strecke die Moleküle ungeordnet, im labilen Existenzgebiete hingegen sind ebenso wie im festen die Moleküle in weit größeren und mikroskopisch (unter geeigneten Umständen auch schon makroskopisch) leicht erkennbaren Strecken einander parallel gestellt.

Die wichtigsten Erscheinungen der flüssigen und scheinbar lebenden Kristalle werden sodann an kinematographischen Mikrophotographien vorgeführt, welche zugleich die ersten überhaupt gelungenen Kinematographien mikroskopischer Vorgänge sein dürften. Über die Herstellung derselben vergleiche Zeitschrift für Elektrochemie 1907, S. 325.

Es wird noch die Ansicht ausgesprochen, daß die Ähnlichkeit der sogenannten scheinbar lebenden Kristalle mit Lebewesen eine mehr äußerliche ist und daß diese Gebilde nur anorganischen Kräften ihre Entstehung verdanken.

Verdrängungsapparat und Senkwage mit Centigrammspindel für Dichtebestimmungen;
von H. Rebenstorff.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für Mineralogie, Geologie und Paläontologie der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 372.)

Der Verdrängungsapparat[1]) (Fig. 1) mißt als Verbesserung des sog. „konstanten Gefäßes" das Volumen eingesenkter Gegenstände. Das Abflußröhrchen liegt geschützt im Seitentubus. Die wagerechte Eintrittsöffnung ist mit Paraffin versehen, weswegen auch ohne Heberbiegung das Abfließen plötzlich stockt. Bei der Kürze des Röhrchens bleiben selten beim Abfließen Luftblasen an der Glaswand, die sonst wegen Verzögerung des Abflusses das Wasserniveau etwas tiefer sich einstellen lassen. Außerdem hat man durch Anwendung des Schwimmers den Eintritt des Abflusses ganz in der Hand, indem man nach Anheben wieder schwimmen läßt. Man hat daher Zeit, Luft an den eingesenkten Gegenständen zu entfernen (nasser Glasstab); auch Wellenbewegungen kommen bei aufgesetztem Schwimmer bald zur Ruhe. Nach Auflegen des Gegenstandes auf die untere Schale fließt eine ebenso schwere Wassermenge ab. Schnell erhält man mehrere Zahlen (Mittel), wenn man unter leichtem Anheben des Schwimmers einen Teil des abgeflossenen Wassers zurückgießt und wieder in den Meßzylinder fließen läßt. Nach zentralem Einbringen eines Kilogrammgewichtes in den Schwimmerluftraum fließen 1 bis 2 ccm mehr als 1 Liter ab. Beigegeben sind ein unten weiterer Meßzylinder für sehr große Volumina und eine unten beschwerte Glocke für Gasvolummessungen.

Die Senkwage[2]) (Fig. 2 aufgebaut, Fig. 3 verpackt) stellt sich

---

[1]) Vergleichsversuche mit den verschiedenen Formen des „konstanten Gefäßes" wurden mitgeteilt: ZS. f. phys. u. chem. Unt. 19, 419, 1906.

[2]) ZS. f. phys. u. chem. Unt. 19, 10, 1906.

bei 18° mit 31 g Belastung bei der Nullmarke der Centigrammspindel ein; mit 32 g bei 100. Die Spindel ist abschraubbar;

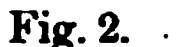


Fig. 2.

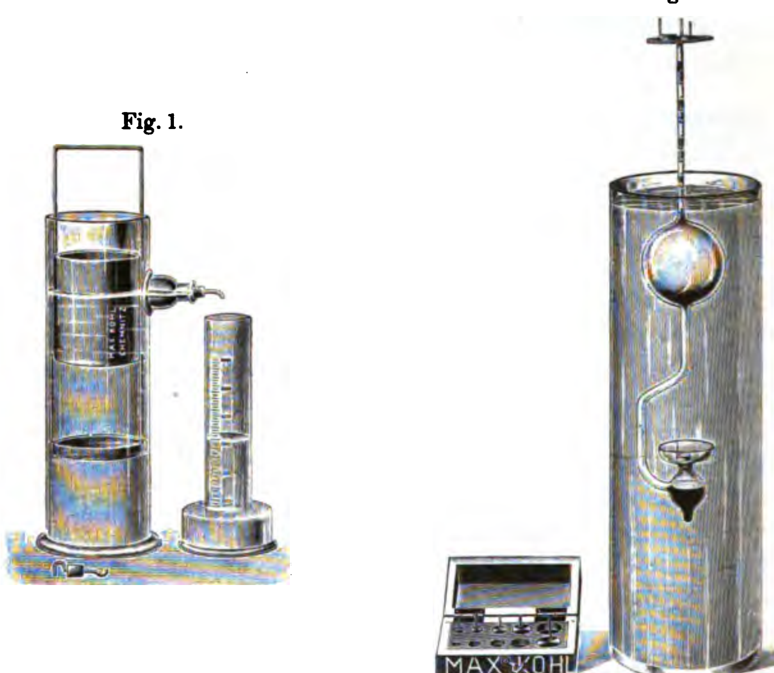


Fig. 1.

Fig. 3.



ihre Zehner sind für die Ablesung von allen Seiten in den Farben Grau, Weiß, Rot, Gelb, Blau gehalten; die vier letzteren bedeuten 1—4, wie auf Abzeichen des deutschen Heeres, bzw. 6—9. Die

Wägungen unter Wasser sind beschleunigt, da das Aufhängen am Faden fortfällt. Eine Anzahl kleiner Stücke des Stoffes können ebenso wie ein kompaktes über und unter Wasser gewogen werden. Außer den 16, 8, 4, 2, 1 g schweren Luftgewichten ist eine Reihe solcher im Kästchen beigegeben, die unter Wasser dieses Gewicht haben. Dadurch wird das obere Schälchen für zahlreiche Demonstrationen kleiner Gewichtsänderungen frei [1]).

[1]) Über den Gebrauch der Senkwage s. auch: ZS. f. phys. u. chem. Unt. 20, 153, 1907. Sitzungsber. der naturw. Ges. Isis zu Dresden, 1907. Beide Apparate liefert Max Kohl in Chemnitz.

Über Brownsche Molekularbewegung;
von Hans Molisch.

(Vorgetragen in der Sitzung der botanischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 373.)

I. Über die Sichtbarmachung der Brownschen Molekularbewegung für das freie Auge. Befindet sich ein lebloser Körper in genügend feiner Verteilung in einer leicht beweglichen Flüssigkeit (Tusche), so sind die Teilchen nicht in Ruhe, sondern beständig in einer wimmelnden, schwingenden oder tanzenden Bewegung. Sie wurde zuerst von dem Botaniker Robert Brown beobachtet und nach ihm Brownsche Molekularbewegung benannt. Ein ausgezeichnetes Objekt für die Demonstration dieser Bewegung stellt der Milchsaft der Euphorbiaarten dar. Wenn man einen Milchsafttropfen der in unseren Gewächshäusern so häufig gezogenen Euphorbia splendens auf einen Objektträger bringt, mit einem Deckglas bedeckt und die Flüssigkeit bei 300 bis 1000maliger Vergrößerung betrachtet, so sieht man, daß der Milchsaft aus einer ungemein feinkörnigen Emulsion besteht. In einer homogenen Flüssigkeit liegen sehr kleine Kügelchen aus Harz und Kautschuk, die die prachtvollste Brownsche Molekularbewegung zeigen. Meines Wissens wurde bisher diese Bewegung nur mit Hilfe des Mikroskops gesehen, sie läßt sich aber auch mit **freiem** Auge sichtbar machen. Man hält in deutlicher Sehweite den Objektträger vertikal oder etwas schief, läßt das Sonnenlicht schief einfallen und beobachtet in durchfallendem Lichte. Bei richtiger Stellung taucht zur Überraschung des Beobachters die Molekularbewegung der Harzkügelchen auf und gibt sich in einem eigenartigen Flimmern, lebhaften Tanzen und Wimmeln der in prachtvollen Interferenzfarben erscheinenden mikroskopischen Teilchen kund. Ein ebenfalls sehr empfehlenswertes Objekt ist Tusche, fein zerrieben in Wasser. Es muß jedenfalls über-

raschen, daß die Bewegung der außerordentlich kleinen Kügelchen des Milchsaftes — sie stehen nahe der Grenze der mikroskopischen Wahrnehmung — sich dem freien Auge verrät. Offenbar ruft das ungemein intensive Licht, indem es die Kügelchen trifft und Beugung erleidet, infolge der Beugungsscheibchen und Beugungsbüschel, die sich wegen der Bewegung der Teilchen noch dazu fortwährend ändern, auf der Netzhaut des Auges viel größere Bilder hervor, als es ohne diese Umstände der Fall sein würde, ähnlich, wie dies auch bei der Wahrnehmung ultramikroskopischer Teilchen zutrifft[1]).

II. Über die Brownsche Molekularbewegung in Gasen, sichtbar gemacht durch ein gewöhnliches Mikroskop. Vor kurzem hat F. EHRENHAFT darauf hingewiesen, daß man eine der BROWNschen Molekularbewegung analoge Erscheinung in Gasen beobachten kann, wenn man die Dämpfe der Metalle Silber, Gold, Platin usw. bei ihrer Kondensation der ultramikroskopischen Beobachtung unterwirft. Die in der Luft schwebenden Metallpartikelchen, welche die BROWNsche Molekularbewegung zeigen, hält der genannte Forscher für ultramikroskopisch. — Seit einiger Zeit mit ähnlichen Erscheinungen beschäftigt, habe ich gefunden, daß es in vielen Fällen gelingt, mit einem gewöhnlichen Mikroskop, also ohne Ultramikroskop, unter Zuhilfenahme schwacher Objektive das BROWNsche Phänomen sogar bei gewöhnlicher Beleuchtung in Gasen sichtbar zu machen. Ich verfahre dabei auf folgende Weise: Auf einen gewöhnlichen Objektträger wird ein Glasring von etwa 12 mm innerer Weite und 3 bis 5 mm Höhe aufgekittet. Auf die Oberseite des Objektträgers wird genau im Mittelpunkte des Glasringes ein schwarzer Tuschepunkt von 1 bis 3 mm gemacht, womit bei mikroskopischer Beobachtung eine für unsere Zwecke ausreichende Dunkelfeldbeleuchtung erzielt wird. Hierauf wird vom REICHERTschen Mikroskop (mit Objektiv 3 und Okular 2), das eine Vergrößerung von 50 bis 76 gewährt, Schiebhülse und Blende vollends entfernt und der schwarze Punkt des Objektträgers genau auf die Mitte der Blendenöffnung eingestellt. Sodann bläst man Tabakrauch in die vom Objektträger und Glasring gebildete Kammer

---

[1]) Genaueres darüber in d. Wien. Ber. 116 [1], 467, März 1907.

und bedeckt sie sogleich mit einem Deckglase. Bei richtiger Einstellung sieht man im direkten Sonnenlicht bei möglichst schiefer Beleuchtung die Rauchteilchen auf dunklem Grunde als zahllose weiße Pünktchen, die sich in einer zitternden, tanzenden oder wimmelnden Bewegung befinden, ähnlich wie kleine Teilchen in einer Flüssigkeit bei der BROWNschen Molekularbewegung. Je mehr die Lichtquelle in ihrer Intensität gesteigert wird, desto besser sind die Teilchen zu sehen, weil sie dann infolge der Beugungsscheibchen relativ groß erscheinen. Am besten treten sie im direkten Sonnenlicht oder Bogenlicht auf, sie sind aber auch im diffusen Lichte eines trüben Himmels recht gut wahrzunehmen. Ausgezeichnet kann das BROWNsche Phänomen auch im auffallenden Lichte gesehen werden, besonders bei Verwendung von Rauch, Phosphornebel, Chlorammoniumnebel usw.

In historischer Beziehung sei erwähnt, daß bereits BODASZEWSKY die Rauchteilchen gesehen und in dieser Bewegung „ein angenähertes Bild der hypothetischen Bewegung der Gasmoleküle nach der kinetischen Gastheorie“ wahrzunehmen geglaubt hat. In jüngster Zeit hat auch SMOLUCHOWSKI auf Grund von theoretischen Erwägungen geschlossen, daß es auch in Gasen eine Molekularbewegung nach Art des BROWNschen Phänomens geben muß, ein Schluß, der durch EHRENHAFTS und meine Versuche zur Gewißheit erhoben wurde[1]).

[1]) Vgl. darüber meine Abhandlung i. d. ZS. f. wiss. Mikroskopie usw. 1907, S. 97—103.

Über Gase und Dämpfe;
von H. Rebenstorff.

(Vorgetragen in der Sitzung für physikalischen und chemischen Unterricht der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 373.)

Mit Hilfe der für zahlreiche Demonstrationen geeigneten Gummiballons[1]) bestimmte der Vortragende das Litergewicht von Luft bei Zimmerwärme (Aufblähen eines gemessenen Ballons mittels komprimierter Luft, sowie einer Gasentwickelung) auf der Wage; ferner das Litergewicht von Wasserstoff. Dann wurde mittels eines Gasmeßrohres, das verschieden tief in Wasser stand und eine Centimeter-, sowie Cubikcentimeterteilung besitzt, das MARIOTTEsche Gesetz bestätigt, und zwar die für die Rechnung bei kleinen Änderungen bequeme Ableitung $(v - v')/v = (p' - p)/p'$ oder $(v - v')/v' = (p' - p)/p$[2]). Annähernd gilt, daß ein Gasvolumen sich um so viel Promille ändert, wie der Druck um Centimeter Wassersäule. Die gleiche Bestätigung wurde für ungesättigten Ätherdampf (hinterher anzündbar) durchgeführt. Mittels einer aus einem Eiswasserbade gehobenen Literflasche voll trockener Luft wurde unter Benutzung eines bequem verwendbaren Gasmeßzylinders die Ausdehnung beim Erwärmen auf 19°, sowie die Volumzunahme beim Sättigen mit Wasserdampf abgemessen; aus dem Ergebnisse bestätigte sich die verkürzte Reduktionsrechnung[3]) des Vortragenden.

Nach einem Freihandversuch über einen Vergleich der Druckzunahme in Luft beim Sättigen mit Wasserdampf zwischen trockener und Zimmerluft (Quotient ergibt die relative Feuchtig-

---

[1]) ZS. f. phys. u. chem. Unt. 19, 98, 1906; 20, 224, 1907. Bezugsquelle: M. Kohl in Chemnitz (Sonderprospekte).

[2]) Ebenda 20, 273, 1907; Unterrichtsblätter f. Math. u. Naturw. 1907, S. 54.

[3]) Phys. ZS. 8, 613, 1907.

keit) wurde die Höhe des Dampfdruckes von Äther mit einem Heronsball mit Füllrohr[1]) demonstriert; ein einfacher Apparat zeigte das gleiche für den Dampfdruck über heißem Wasser[2]) durch einen Strahl des unten kühl gebliebenen Wassers. Mittels eines Gummiballons voll Luft, der in Kohlensäure lag, wurde die schnellere Diffusion dieses Gases durch Kautschuk gezeigt; derselbe war zu beiden Seiten einer umgelegten Schnur unförmlich aufgetrieben.

---

[1]) ZS. f. phys. u. chem. Unt. 17, 91, 1904. Den noch verbesserten Apparat, sowie andere hier erwähnte liefert Gustav Müller in Ilmenau (Sonderprospekt).

[2]) Ebenda 19, 291, 1906.

Verwendung des Zinksulfidschirms als Lehrmittel zu Schulversuchen über Wärmestrahlen und als Röntgenschirm;

von R. Danneberg.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 373.)

Der physikalische Unterricht soll zur Schärfung der Beobachtungsfähigkeit der Schüler dienen. Die gemachte Beobachtung soll dann geistig verarbeitet werden und zum physikalischen Gesetz führen. Es wurde nun im Vortrage gezeigt, daß man nach dieser Methode die Eigenschaften der Wärmestrahlung vom Schüler ableiten lassen kann, wenn man einen mit hexagonaler Zinkblende bestreuten Schirm (BUCHLER u. Co., Braunschweig, Quadratcentimeter à 5 Pf.) als Anzeiger für Wärmestrahlen verwendet. Diese Zinkblende hat die Eigenschaft, auf Bestrahlung mit violettem Lichte zu leuchten und einige Zeit nachzuleuchten. Dieses Leuchten läßt sich durch Wärmestrahlung auslöschen. Bedeckt man den Schirm mit einem dünnen Blatt Hartgummi, das die Wärme durchläßt, und läßt auf den leuchtenden Schirm die Strahlen einer Glühlampe fallen, so wird das Leuchten durch die Wärmestrahlung der Glühbirne getilgt. Es ist durch diesen Schirm möglich, die üblichen Versuche über Wärmestrahlung klarer und bequemer als bisher auszuführen. Man kann aber auch zeigen, daß Wärmestrahlen von geringerer Brechbarkeit als Licht sind. Hält man den leuchtenden Schirm in den Strahlenkegel der Kondensorlinse eines Projektionsapparates, so erhält man einen hellen Kreis mit schwarzem Ring, wenn man den Schirm zwischen Brennpunkt und Linse hält, d. h. das Licht wird von der Linse mehr konzentriert, mehr gebrochen als die Wärmestrahlung. Der Schirm, hinter dem Brennpunkt aufgestellt, gibt die umgekehrte Anordnung von Hell und Dunkel. Unter Verwendung eines Quarzprismas läßt sich ein Spektrum ent-

werfen, von dem der Schirm die kurzwelligen bzw. langwelligen Strahlen durch helleres Leuchten bzw. Auslöschen des Fluoreszenzlichtes des Schirmes anzeigt. So lassen sich auch feinere Versuche über Absorption, FRAUNHOFERsche Linien usw. ausführen.

In dem Schirm hat man nun noch einen vorzüglichen Röntgenschirm, der das Röntgenbild nach der Bestrahlung klar und deutlich zeigt. Man hat so gar nicht nötig, das Bild während der Bestrahlung zu beobachten. Damit ist diese in aller Ruhe auszuführen, überdies ist der Experimentator vor der schädlichen Strahlung geschützt. Man kann auch gleichzeitig mehrere übereinandergelegte Schirme der Bestrahlung aussetzen. Alle zeigen dann das Bild und können zur Besichtigung im verdunkelten Auditorium herumgegeben werden. Überdies läßt sich der Schirm, wenn man die phosphoreszierende Seite auf die Schicht einer photographischen Platte legt, bei der Röntgenphotographie als Verstärkungsschirm verwenden, denn das Licht des nachleuchtenden Schirmes bestrahlt die Platte auch nach der Exposition, die so eine bedeutende zeitliche Abkürzung erfährt.

Über den photographischen Unterricht an den Universitäten;

von W. Scheffer.

(Vorgetragen in der Sitzung der Abteilung für mathematischen und naturwissenschaftlichen Unterricht der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 19. September 1907.)

(Vgl. oben S. 373.)

Die Aufgabe des photographischen Unterrichts an den Universitäten ist die, die Photographie und ihre Anwendung insoweit theoretisch und praktisch zu lehren, als sie in Beziehungen zu den an den Universitäten gelehrten Wissenszweigen steht, entweder als Hilfsmittel der Darstellung oder als Hilfsmittel der Forschung. Eine zweckmäßige Bezeichnung der Hauptvorlesungen dürfte „Angewandte wissenschaftliche Photographie" oder „Zu wissenschaftlichen Zwecken angewandte Photographie" sein. Die Aufgabe dieser allgemeinen, sowie der Sondervorlesungen über dieses Gebiet und der damit verbundenen praktischen Übungen dürfte die sein, die Zuhörer so weit zu bringen, daß sie imstande sind, im Dienste ihrer Sonderwissenschaft die Photographie sicher und fehlerlos anzuwenden. Neben dem Unterricht dürfte die Ratserteilung in besonderen Fällen zu den Aufgaben eines Universitätslehrers für Photographie gehören. Die Einrichtung von Instituten für wissenschaftliche Photographie, in denen alle an der Universität und ihren Zweiginstituten vorkommenden photographischen Arbeiten ausgeführt werden, wäre sehr wünschenswert. Sie würde eine wirtschaftlich viel bessere und technisch vollendetere Ausnutzung der Einrichtungen bedeuten und es ermöglichen, erheblich bessere Erfolge auf diesem Gebiete zu erzielen, als sie durchschnittlich zurzeit erreicht werden. Häufig werden ja bekanntlich jüngere Assistenten im Nebenamte mit der Ausübung der wissenschaftlichen Photographie betraut, die kaum Zeit und Neigung haben, sich neben ihrem Fachstudium noch die vielen Kenntnisse und Fertigkeiten zu erwerben, die hierzu nötig sind. Weiter würde die Anlegung und Haltung von Sammlungen

photographischer Aufnahmen aus allen Gebieten der Wissenschaft eine wichtige Aufgabe der Universitätsinstitute für Photographie sein. Über die vorhandenen Bilder müßte genau Verzeichnis geführt werden, und die verschiedenen Universitätsinstitute müßten sich fortlaufend über ihre Bestände und Eingänge gegenseitig berichten. Hierdurch würde ein Katalog aller überhaupt vorhandenen wissenschaftlich wichtigen Photographien zustande kommen, und wenn z. B. ein Forscher auf irgend einem Gebiete zu arbeiten vorhat, braucht er sich nur an das betreffende Institut für wissenschaftliche Photographie seiner Universität zu wenden, um auf die rascheste und bequemste Weise Auskunft über die bereits vorhandenen photographischen Aufnahmen aus diesem Gebiet unterrichtet zu werden und gegebenenfalls Abdrücke der für ihn wichtigen Aufnahmen zu erhalten.

Jahrg. 5 *Heft 21*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. 15. November 1907. Nr. 21.

Sitzung vom 18. Oktober 1907.

Vorsitzender: Hr. M. Planck.

Der Vorsitzende gedenkt in warmen Worten der im Laufe der Ferien verstorbenen Mitglieder der Gesellschaft

Prof. Dr. S. Czapski in Jena,
gestorben am 29. Juni 1907, und
Geheimer Oberregierungsrat
Prof. Dr. H. C. Vogel in Potsdam,
gestorben am 13. August 1907.

Sodann spricht Hr. **F. F. Martens** einen

Nachruf auf S. Czapski.

Ferner berichtet Hr. **M. Laue** über

Thermodynamische Betrachtungen über Interferenzerscheinungen.

Endlich legt Hr. KARL SCHEEL folgende Mitteilungen vor, welche während der Ferien eingegangen und bereits in den Verhandlungen der Gesellschaft zum Abdruck gelangt sind:

1. Hr. **E. Goldstein:** Über zweifache Linienspektra chemischer Elemente. (Vgl. diese Verh. 9, 321—332, 1907.)
2. Hr. **Alexander Pospielow:** Über die Emissionsspektra der verschiedenen Teile des Glimmstromes in Cadmium- und Zinkdämpfen. (Vgl. diese Verh. 9, 333—346, 1907.)
3. Hr. **L. W. Austin:** Über die Erzeugung von schnellen Schwingungen mit Hilfe des elektrischen Lichtbogens. (Vgl. diese Verh. 9, 347—363, 1907.)

und zeigt den Eingang einer Mitteilung der Herren **E. Gehrcke** und **O. Reichenheim:**

Über die Fluoreszenzfarben des Glases unter der Wirkung von Kathodenstrahlen

an, aus welcher in nächster Sitzung nähere Mitteilungen gemacht werden sollen.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. med. BRUNO LANDAU, prakt. Arzt, Wandlitz (Mark).
(Vorgeschlagen durch Hrn. R. APT.)

Hr. Dr. A. BESTELMEYER, Göttingen, Gaußstr. 8.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Über die Fluoreszenzfarben des Glases unter der Wirkung von Kathodenstrahlen;

von E. Gehrcke und O. Reichenheim.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgelegt in der Sitzung am 18. Oktober 1907.)

(Vgl. oben S. 592.)

Wenn Kathodenstrahlen auf gewöhnliches Thüringer Glas (Biegerohrglas) auffallen, so erregen sie die bekannte hellgrüne Phosphoreszenz, wie man dies an jeder Röntgenröhre beobachten kann. Läßt man positive Strahlen, z. B. Kanal- oder Anodenstrahlen, auf das Glas fallen, so leuchtet es vorwiegend mit gelber Farbe. Die hellgrüne Phosphoreszenz der Kathodenstrahlen geht vom Glase selbst aus und besteht aus einem kontinuierlichen Spektrum, das sein Intensitätsmaximum im Grün besitzt; das gelbe Leuchten der positiven Strahlen geht nur von einer äußerst dünnen, gasförmigen Oberflächenschicht[1]) aus und zeigt im Spektrum die D-Linien.

Außer diesen Farben ist nun unter gewissen Bedingungen das Glas auch imstande, eine Reihe anderer, höchst auffälliger Leuchterscheinungen zu zeigen. Herr LILIENFELD[2]) fand, daß im hohen Vakuum und unter Anwendung hoher Stromdichten vom Glimmstrom durchflossene Glasröhren ein intensives rubinrotes Fluoreszenzlicht aussenden; unter Umständen ist die Farbe auch rotviolett bis blau.

Wir haben diese Leuchterscheinungen des gewöhnlichen Röhrenglases in einer nach den Vorschriften des Herrn LILIENFELD ausgeführten Versuchsanordnung ebenfalls beobachtet. Mehrere Röhren, welche mit den von Herrn LILIENFELD angewandten Mitteln stundenlang evakuiert worden waren, und in denen die Entladungsbahn Glasrohre von verschiedenen Durchmessern (7, 8, 30 mm)

---

[1]) E. GOLDSTEIN, Ann. der Phys. (4) 8, 94—102, 1902.

[2]) J. E. LILIENFELD, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 631—635, 1906; 9, 125—135, 1907.

durchsetzt, leuchteten in Farben, die wir als rubinrot, rosarot und violett bezeichnen würden; dieselben machten mit der Zeit himmelblauen, noch intensiveren Farben Platz. Wenn man eine rot fluoreszierende Glaswand von außen mit einem Bunsenbrenner erhitzte, so verwandelte sich die rote Leuchtfarbe in eine helle blaue; nach dem Abkühlen stellte sich im allgemeinen das rote Leuchten wieder her. Ein angenäherter Magnet beeinflußte die Erscheinungen stark, wie dies ebenfalls Herr LILIENFELD beobachtet hat, und konzentrierte das Leuchten auf der Glaswand.

Das Spektrum der roten Fluoreszenz besteht nach LILIENFELD in einer roten Bande. Wir bestimmten durch Photographieren der Erscheinung[1]) die Breite derselben zwischen etwa 654 bis 620 $\mu\mu$ liegend. Ferner bemerkten wir, daß die Bande zwei Intensitätsmaxima, bei etwa 650 und 630 $\mu\mu$ besitzt. Die Bande ist am roten Ende ziemlich scharf, am gelben Ende verwaschener. Außerdem trat noch ein kontinuierliches Spektrum aller Farben mit einem breiten Maximum im Blau auf. Wenn das Glas mit blauer Farbe leuchtete, so war nur das letztere Spektrum (ohne die rote Bande) im Spektroskop sichtbar.

Somit können wir, was das Auftreten des roten und blauen Leuchtens des Gases anlangt, die von Herrn LILIENFELD gemachten Angaben bestätigen. Es entsteht nun aber die Frage: Was ist die Ursache dieser Farbenerscheinungen? Herr LILIENFELD scheint diese Frage bisher noch offen zu lassen. In seiner ersten Mitteilung ist er augenscheinlich geneigt, positive Ionen bzw. positive Elektronen als Erreger anzusehen. So schreibt er z. B. auf S. 633: „Dieses“ (nämlich die magnetische Ablenkung der grünen Fluoreszenz) „wird vom Auge unter Umständen so aufgefaßt, als ob die rote Fluoreszenz im umgekehrten Sinne abgelenkt würde. Jedenfalls erhellt daraus, daß nicht die negativen Korpuskeln diese rote Fluoreszenz für sich allein erzeugen können, sondern daß vielmehr noch ein zweiter Faktor dieselben mitbedingt. Ob dieser Faktor durch positiv geladene Teilchen gegeben ist, wird die weitere Untersuchung lehren“; und ferner auf S. 635: „daß es für die Elektrizitätsleitung unter den erwähnten Umständen sehr

[1]) Herr Dr. ERICH LEHMANN hatte die große Freundlichkeit, uns mehrere rotempfindliche Platten zur Verfügung zu stellen, wofür wir ihm auch an dieser Stelle unseren Dank aussprechen.

wesentlich auf einen zweiten Faktor ankommt, der vielleicht durch die rote Fluoreszenz dem Auge bemerkbar gemacht wird". In seiner zweiten Mitteilung läßt Herr LILIENFELD die Ursache der Fluoreszenzen dahingestellt, er glaubt aber auch hier, daß die Anwesenheit positiver Teilchen für das Zustandekommen derselben wesentlich sei. Wir zitieren seine Worte auf S. 127: „Es wurde bereits die Tatsache veröffentlicht, daß es gelungen war, die Hypothese, die an jener Stelle beschriebenen roten Fluoreszenzen auf die geordnete Bewegung positiv geladener Teilchen im Sinne von der Kathode nach der Anode zu zurückzuführen, durch einen weiteren Versuch zu stützen." Und auf S. 134: „Ob und inwiefern diese Fluoreszenzen tatsächlich von der positiven Strahlung hervorgerufen oder aber durch ihr Zusammenwirken mit den anderen Produkten des Entladungsvorganges erzeugt werden, mag vorläufig dahingestellt bleiben. Die blaue Fluoreszenz z. B. tritt, wie bereits erwähnt wurde, auch an Stellen auf, wo eigentlich der Hauptsache nach nur negative Teilchen erwartet werden können."

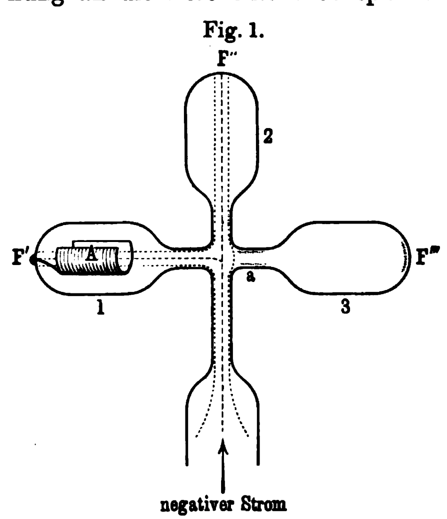
Nun glauben wir aus den von uns angestellten Versuchen den sicheren Schluß ziehen zu dürfen, daß die Ursache des roten und blauen Leuchtens in nichts anderem als in Kathodenstrahlen zu suchen ist. Herr GOLDSTEIN hat bereits diese Meinung vertreten[1]) und wir sind auf Grund unserer Versuche jetzt zu demselben Resultat gekommen. Es erwies sich bei allen Versuchen das rote und auch das blaue Leuchten magnetisch stark ablenkbar und zwar im Sinne von negativen Teilchen, die in der Richtung des negativen Stromes sich bewegten. Diese Beobachtung steht im Widerspruch mit den Angaben des Herrn LILIENFELD.

Die Deutung von magnetischen Ablenkungen der in verhältnismäßig engen Röhren auftretenden, leuchtenden Flecke kann indessen noch als zweifelhaft angesehen werden, unzweifelhaft aber ist unseres Erachtens das Ergebnis folgenden Versuches (vgl. Fig. 1): Das zur Anode führende Rohr teilte sich in drei etwa 3 cm lange, 8 mm weite Glasrohre, die durch etwa 3,5 cm weite, 7 cm lange zylindrische Kolben verschlossen waren. In

[1]) Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 636, 1906.

dem Kolben 1 war die Anode A angebracht, bestehend aus einem Aluminiumblech. Die Kathode ist in der Figur fortgelassen und besteht aus einer, in einer Kugel angebrachten Wehneltkathode. Als diese vorher durch Erhitzen, Spülen mit Sauerstoff und starkes Evakuieren mittels GAEDEscher Quecksilberpumpe und Kokosnußkohle in flüssiger Luft gut gereinigte und hochevakuierte Anordnung an die Pole einer Hochspannungsbatterie gelegt wurde, trat in die Rohre 1 und 2 je ein bläulichweißer Kathodenstrahl ein. Die von diesem erregten Fluoreszenzflecke bei F' und F'' waren anfangs grün, bei längerer Dauer des Versuches (nach einigen Stunden) aber nahmen sie die rote Farbe an. Ein Magnet lenkte die Kathodenstrahlen samt den von ihnen erzeugten roten Fluoreszenzflecken in dem richtigen Sinne ab. Besonders lichtstark waren die roten Fluoreszenzflecke F' und F'', wenn ein starker Strom von etwa 40 bis 60 Milliampere durch das Rohr floß; wir wandten, um dies möglich zu machen, eine Wehneltkathode von etwa 2 cm² Oberfläche an; die an das Rohr gelegten Spannungen (inklusive Vorschaltwiderstand) betrugen 1000 bis 7000 Volt.

Fig. 1.



Bei obigem Versuch blieb der Tubus 3 (vergl. Fig. 1) dunkel, nur bei F''' und an der Eingangsstelle, bei a, leuchtete die Glaswand mit der anfangs genannten, für positive Strahlen charakteristischen gelben Farbe. Der Fluoreszenzfleck F''' war im Gegensatz zu den roten Flecken F' und F'' durch einen angenäherten Magnet nicht merklich zu beeinflussen und wurde offenkundig durch einen „Striktionsanodenstrahl“, also durch Strahlen von der Art der Kanalstrahlen erzeugt.

Wir schließen aus obigen, sowie aus variierten, ähnlichen Versuchen, die wir auch noch mit anderen Röhren angestellt

haben, daß langsame Kathodenstrahlen, wie man sie von „Striktionskathoden“ in Entladungsröhren besonders bei großer Stromdichte erhält, imstande sind, auf Glas rotes und blaues Leuchten zu erregen, während schnelle Strahlen die bekannte grüne Phosphoreszenz erzeugen. Hierfür andere als negative Elektronen verantwortlich zu machen, liegt nach unseren Versuchen kein Grund vor. Es ist ja auch bekannt, daß Kathodenstrahlen die Fähigkeit besitzen, an manchen Körpern, insbesondere an solchen, die in den meisten Gläsern und sicherlich im Biegerohr vorhanden sind (z. B. CaO, Al_2O_3, MgO usw.), die verschiedenartigsten Fluoreszenzfarben hervorzurufen, und es ist verständlich, daß gerade langsame Strahlen in besonderer Weise auf Glas wirken können. Denn die langsamen Kathodenstrahlen werden von der dünnen, inneren Oberflächenhaut des Glases, welche durch die Entladungen und andere Umstände eine Veränderung erlitten haben mag, absorbiert werden und dort charakteristische, besondere Leuchterscheinungen hervorrufen können, während schnelle, tiefer in das Glas eindringende Strahlen das bekannte, dem unveränderten Glase eigentümliche grüne Phosphoreszenzlicht erregen.

Zum Schluß bemerken wir noch, daß wir in unseren Versuchen die von Herrn LILIENFELD beobachtete magnetische Aufspaltung eines Striktionskathodenstrahls in einen negativen und einen positiven Strahl nie erhalten haben, so sehr wir auch die Stromstärke und das Vakuum variierten. Wenn wir eine solche, dem Augenschein nach vor sich gehende Zweiteilung in einen positiven und einen negativen Strahl wahrnahmen (z. B. an dem Strahle 2 der Fig. 1), so stellte sich bei näherer Untersuchung stets heraus, daß der im positiven Sinne abgelenkte Strahl mitsamt seinem Fluoreszenzfleck nichts anderes war, als das durch Reflexion an der zylindrischen Rohrwand erzeugte Spiegelbild des negativen Strahles. Indessen — aus derartigen negativen Versuchen kann man keinen sicheren Schluß ziehen, da wir vielleicht eine unbekannte, notwendige Versuchsbedingung außer acht ließen. Wir behaupten jedoch, daß wir imstande sind, das rote und blaue Leuchten des Glases, welches von Herrn LILIENFELD gefunden wurde, lediglich mit Hilfe von Kathodenstrahlen zu erzeugen.

Charlottenburg, Phys.-Techn. Reichsanstalt, Oktober 1907.

Über das Auftreten roten Phosphoreszenzlichtes an Geisslerschen Röhren;

von E. Goldstein.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 1. November 1907.)
(Vgl. weiter unten.)

Die Mitteilung der Herren GEHRCKE und REICHENHEIM[1]), daß das von Herrn LILIENFELD[2]) beobachtete rote Leuchten an Entladungsröhren durch Negativstrahlen hervorgebracht werden kann, kann ich nach zahlreichen eigenen Beobachtungen bestätigen. Wenn ich die ursprünglich nur zu meiner eigenen Orientierung unternommenen einfachen Versuche hier beschreibe, so geschieht es, weil vielleicht einzelne Physiker sich dafür interessieren werden, daß die betreffenden Erscheinungen auch schon mit sehr geringen Hilfsmitteln dargestellt werden können. Anstatt einer Hochspannungsbatterie kann man einen Induktor von mäßiger Schlagweite benutzen. Der von mir für diese Versuche verwendete Induktor hatte 15 cm indizierte Schlagweite, wurde aber nur mit Spannungen, die zwischen Spitzen 4 bis 6 cm Funken gaben, beansprucht.

Vor längerer Zeit hatte ich gezeigt[3]), daß eine geordnete Bewegung im positiven Lichte stark evakuierter Entladungsröhren existiert, welche aus Strahlen besteht, die in der Richtung von Kathode zu Anode verlaufen, und die sich wie magnetisch leicht ablenkbare Kathodenstrahlen verhalten. Sie sind durchaus wesensgleich mit den von mir 1874 aufgefundenen und später eingehender beschriebenen Strahlen des sekundären negativen Lichtes[4]), welche am Übergang aus engen zu weiten Röhrenteilen bemerkbar werden (gegenwärtig häufiger als „Striktionskathodenstrahlen“ bezeichnet). Die betreffenden Strahlen im positiven Lichte sind hell, ihre Effekte mannigfach und charakteristisch,

---

[1]) Vgl. die vorhergehende Abhandlung S. 593.

[2]) J. E. LILIENFELD, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 8, 631, 1906.

[3]) GOLDSTEIN, Wied. Ann. 12, 104 ff. u. 249 ff., 1881.

[4]) GOLDSTEIN, Monatsber. d. Berl. Akad. 1874, S. 610; Pogg. Ann. 154, 148, 1875; Monatsber. d. Berl. Akad. 1876, S. 279; Wied. Ann. 11, 847 ff., 1880.

so daß man sie den augenfälligsten Erscheinungen bei sehr geringen Gasdichten zurechnen darf.

Am 16. November v. J. hat Herr LILIENFELD[1]) der Gesellschaft über die Auffindung einer aus positiven Strahlen bestehenden Bewegung im positiven Lichte berichtet. Die von ihm benutzten Röhren waren zufällig — meine Arbeit war ihm entgangen — von völlig gleicher Form wie diejenigen, an denen ich 25 Jahre vorher die negativen Strahlen des positiven Lichtes aufgefunden hatte. Auch die verwendeten Gasdichten bewegten sich im gleichen Bereich. Trotzdem war Herrn LILIENFELD, wie Vortrag und Diskussion ergaben, bei seiner Untersuchung das Auftreten negativer Strahlen in solchen Röhren überhaupt nicht aufgefallen. Das Zugeständnis, daß auch negative Strahlen in seinen Versuchen auftraten, findet sich erst in dem gedruckten Vortrag. Unter diesen Umständen mußte es mich interessieren, ob ich, wie es schien, Strahlen übersehen hatte, die viel leichter sichtbar sein müßten, als die negativen Strahlen, — da doch Herr LILIENFELD die letzteren über seinen positiven Strahlen gar nicht bemerkt hatte.

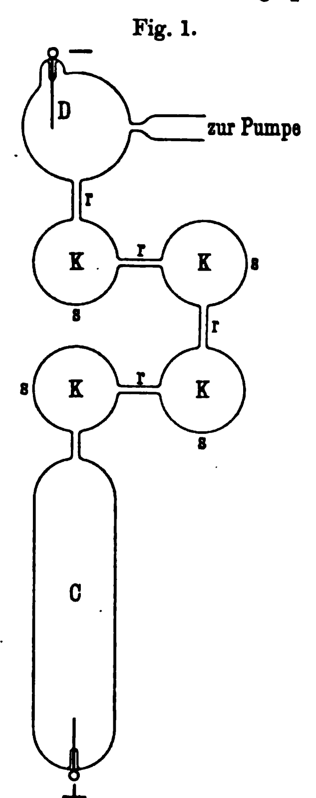
Es ist mir jedoch nicht möglich geworden, die LILIENFELDschen Strahlen wahrzunehmen, obwohl ich das blutrote Phosphoreszenzlicht, das für sie charakteristisch sein sollte, sehr bald darstellen lernte: immer aber wurde dieses Licht durch Strahlen, die sich wie bewegte negative Teilchen verhalten, hervorgebracht.

Die Erscheinung trat mir zuerst, mehrere Wochen nach Herrn LILIENFELDs Vortrag, ungesucht entgegen an einem aus gewöhnlichem Thüringer Hohlglas gefertigten Spektralrohr, das mit einem Gemenge von Argon und Sauerstoff gefüllt war. Die Wand der $1\frac{1}{2}$ mm weiten „Kapillare" leuchtete im Induktionsstrom bei geringer Gasdichte in ihrer ganzen Länge blutrot. Reines Argon gab die Wirkung nicht, in reinem Sauerstoff aber zeigte sie große Helligkeit. Bald ergab sich, daß die Erscheinung überhaupt in engen Röhren viel leichter, d. h. schon bei viel geringerer Evakuation zu erhalten ist, als in etwas weiteren Röhren, und daß sie bei gleicher Dichte desto heller ist, je enger die benutzte Röhre. Das entspricht zugleich ganz der unter gewöhnlichen Umständen zu beobachtenden Erregung grünen Phosphoreszenz-

[1]) LILIENFELD, l. c.

lichtes durch die negativen Strahlen, aus denen bei diesen Gasdichten sich das sog. positive Licht zusammensetzt. Auch dieses grüne Licht tritt schon bei um so höheren Dichten auf, je enger die Röhre ist.

Fig. 1.



Früher habe ich gezeigt[1]), daß die sekundären negativen Strahlen (Striktionskathodenstrahlen), welche in weite Röhrenteile sich aus engen Teilen erstrecken, auch in den weiten Teilen diejenigen Eigenschaften behalten, welche ihrem Entstehungsort, dem engen Querschnitt, entsprechen, also z. B. die starke Fähigkeit, Phosphoreszenzlicht zu erregen. Daher konnte man die Eigenschaft der engen Röhren, schon bei relativ mäßigen Evakuationen das rote Licht zu erregen, benutzen, um es schon bei diesen Gasdichten auch in weiten Teilen zu erzeugen, in denen Strahlablenkungen nach Sinn und Größe leichter zu beobachten sind. So entstanden Röhren von der beistehenden Form (Fig. 1), in welchen die Kugeln *K* etwa 20 mm Durchmesser haben, die Verbindungsröhren *r* aber nur 1 mm Weite. Die durch langes Erhitzen usw. gereinigte Röhre wurde mit trockenem elektrolytischem Sauerstoff gefüllt. Bei hinreichender Verdünnung nimmt die Entladung in *r* die gelbe Farbe an, welche für sehr verdünnten Sauerstoff charakteristisch ist[2]), und bei welcher der Sauerstoff das Bandenspektrum gibt, welches vom Lichte der Metallkathode auch schon bei stärkeren Dichten geliefert wird. Eigentliche Kathodenstrahlen können bei der exzentrischen Stellung der

[1]) Goldstein, Wied. Ann. 11, 848 ff., 1880.

[2]) Nicht zu verwechseln mit dem bei stärkeren Dichten auftretenden grüngelben, wolkigen Phosphoreszenzlicht des Sauerstoffs, wobei ein kontinuierliches Spektrum auftritt.

Drahtkathode D und der Winkelgestalt der ganzen Röhre natürlich nicht in die Kugeln K eintreten, wohl aber breiten sich in sie schmale gelbe Bündel Striktionsstrahlen aus, welche an den Stellen S die Kugelwände in kleinen Schnittflächen treffen. Diese Schnittstellen nun leuchten blutrot. Ein Magnet lenkt die gelben Strahlen wie die roten Lichtflecke im gleichen Sinne und in genau gleicher Stärke ab, so daß die abgelenkten roten Flecke stets den Fußpunkten der abgelenkten Strahlen entsprechen. Der Sinn der Ablenkung zeigt, daß es sich um Erregung durch Negativstrahlen handelt. Grünes Licht, wie es auch durch die Striktionsstrahlen sonst erregt wird, trat nicht auf, so lange der Gasinhalt aus reinem oder annähernd reinem Sauerstoff bestand. Es zeigt sich zugleich, daß das Auftreten des roten Lichtes an eine gewisse obere Grenze der auf einmal übergehenden Elektrizitätsmenge gebunden ist. Ein sehr kleiner Kondensator verwandelt das durch die Striktionsstrahlen erregte Phosphoreszenzlicht in das gewöhnliche Grün. Schaltet man, ohne Anwendung eines Kondensators, einen Funken in freier Luft ein, und läßt man einen Magneten wirken, so sondert er zwei Strahlenbündel, indem er die beiden, dem Funken und der Aureole entsprechenden, verschieden starken Entladungen verschieden ablenkt. Dann treten entsprechend auch zwei verschieden abgelenkte Phosphoreszenzflecke auf, ein roter und ein grüner, stets sind aber beide, einer Erregung durch Negativstrahlen entsprechend, nach derselben Seite abgelenkt, nur in verschiedenem Betrage. Die engen Röhren r leuchten rot in ihrer ganzen Länge. Um die Metallkathode D leuchtet die Glaswand, wie gewöhnlich, grün[1]).

[1]) Um den Sauerstoff rein zu halten, empfiehlt es sich, die Kathode D nicht aus Aluminium zu bilden, sondern aus chemisch reinem Nickel, welches als Kathode keine verunreinigenden Dämpfe an das Gas abgibt. Sollte der benutzte Sauerstoff ursprünglich nicht ganz rein, z. B. mit Fettdämpfen oder sonst organisch beladen sein, so ist es zweckmäßig, in der Nähe der Röhre, zwischen ihr und der Pumpe, noch ein U-Rohr anzubringen, welches während des Versuches durch flüssige Luft gekühlt wird, oder einen Teil der Röhre selbst zu kühlen. In letzterem Falle ist darauf zu achten, daß während des Stromdurchganges nicht allzu große Anfangsdrucke des Sauerstoffs in der Röhre benutzt werden, weil der Sauerstoff sich sonst aus der Entladung als flüssiges Ozon in der Röhre niederschlägt. Man kommt auch durch Auspumpen dann zunächst nicht unter die Dampfspannung des flüssigen Ozons, bis wieder alle Flüssigkeit verdampft ist und Sättigungsdruck nicht mehr besteht.

Es war nun von Interesse, zu prüfen, ob auch andere Substanzen als das gewöhnliche, in den Kathodenstrahlen grün leuchtende Röhrenglas das rote Leuchten zeigen können. In einer Röhre wie Fig. 1 wurden daher drei von den Kugeln K aus Bleiglas gebildet, welches in den Kathodenstrahlen blau leuchtet, die vierte Kugel zum Vergleich wieder aus gewöhnlichem Hohlglas. Auch an den Bleiglaskugeln trat dann das rote Licht auf.

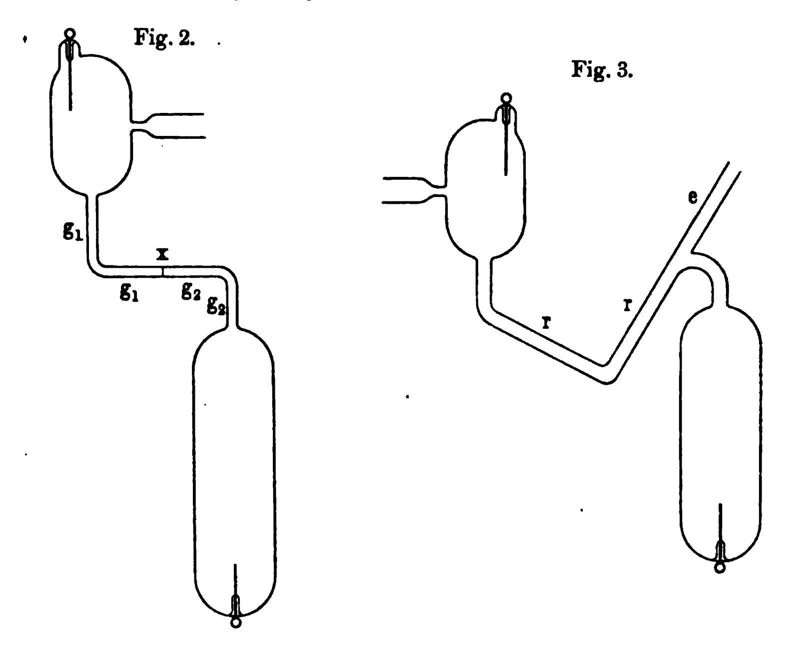


Fig. 2. Fig. 3.

Die bloße Prüfung des Verhaltens verschiedener Materialien wurde mit engen Röhren an Stelle der Kugeln fortgesetzt. Zweierlei Gefäßformen wurden dabei benutzt. Die eine hatte die Gestalt Fig. 2. Ihr enger Teil bestand aus gleichweiten Röhren von zweierlei Glas. Die 1 bis 2 mm weiten Röhren stießen bei x zusammen. Das Kniestück $g_1 g_1$ war zum Vergleich stets aus gewöhnlichem Glase, das Stück $g_2 g_2$ aus einer anderen Glassorte gefertigt, z. B. aus einem französischen Verbundglas zum Einschmelzen von Platindrähten, welches ebenfalls bleihaltig ist, aber ungleich dem deutschen Bleiglase in den Kathodenstrahlen grün leuchtet, oder aus Didymglas. Das französische Glas leuchtet

rot, wie das deutsche Hohlglas, das Didymglas ließ das Leuchten nicht erkennen. Die überhaupt leuchtfähigen Röhren zeigen das rote Licht bei sehr geringer Dichte auf ihrer ganzen Länge, bei etwas höherem Druck nur am Knie und in dessen Umgebung. — Auch in den engen Röhren zeigt die Ablenkung des roten Lichtes, welches bei äquatorealer Lage des betreffenden Rohrstücks an die eine Seite des Rohres konzentriert wird, hinreichend, daß das Leuchten ausschließlich durch negative Teilchen erzeugt wird, die sich von der Kathodenseite nach der Anode hin bewegen.

In allen Fällen, auch bei den weiterhin erwähnten Materialien, tritt das rote Leuchten sofort ein, wenn eine bestimmte von der Rohrweite abhängige Gasverdünnung erreicht ist, wobei als Gasinhalt immer Sauerstoff vorausgesetzt ist. —

Die andere Gefäßform (Fig. 3) war für solche Materialien bestimmt, die sich, wie gewisse Gläser, mit gewöhnlichem Glas nicht dauernd verbinden oder die sich überhaupt nicht in Röhrenform bringen lassen. Durch ein Einschüttrohr *e*, das später abgezogen wurde, wurden z. B. Splitter von schwer schmelzbarem Kaliglas, von Uviolglas, oder von Mineralien in die 3 mm weiten Rohre *r* eingebracht und auf Leuchten geprüft. Uviolglas und schwer schmelzbares Glas für Verbrennungsröhren zeigen rotes Licht. Ferner ergab sich z. B., daß Bergkristall, Rauchquarz und Quarzglas in Sauerstoff rot leuchten (an der Kathode entweder bläulich oder gar nicht). Coelestin, Schwerspat, Anhydrit, Fluorit (weiß), Smaragd und Splitter von weißem Porzellan zeigten das rote Licht nicht — Quarzglas hatte auch in Herrn Lilienfelds[1]) Versuchen rotes Licht gegeben.

Danach haben bis jetzt nur Materialien, welche ganz oder zum wesentlichen Teil aus Kieselsäure bestehen, das rote Leuchten erkennen lassen.

In den nämlichen Röhren, deren Glas das Leuchten bei Sauerstofffüllung zeigt, war es nicht zu erzielen bei Anwendung von reinem Stickstoff, Wasserstoff, Kohlenwasserstoffen, Helium und, wie bereits erwähnt, Argon. Dagegen zeigte es sich wenigstens an den Biegestellen der engen Röhren auch bei Anwendung trockener Luft, aber matter als bei reinem Sauerstoff, in seiner

[1]) Lilienfeld, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 9, 134, 1907.

Intensität etwa dem relativen Sauerstoffgehalt der Luft entsprechend.

Die Beobachtungen führen also zu dem Schluß, daß unter den von mir untersuchten Bedingungen das rote Leuchten eine Phosphoreszenzerscheinung ist, welche an manchen kieselsäurehaltigen Substanzen in Sauerstoff durch Negativstrahlen des sogenannten positiven Lichtes bzw. durch die Striktionsstrahlen hervorgerufen wird. Für die dem Sauerstoff hier zugeschriebene Rolle mag noch eine Beobachtung angeführt werden.

Bei den Versuchen über das Chlorspektrum, welche ich in vorläufiger Mitteilung kürzlich erwähnt habe[1]), konnte die Spannung des Chlors, um den Einfluß der Gasdichte auf Farbe und Spektrum zu studieren, durch Kühlung eines Röhrenfortsatzes mittels flüssiger Luft successiv auf Null gebracht werden. Dabei wurde einmal eine Chlorportion verwendet, welche, wie die im Spektrogramm schwach, aber unverkennbar auftretenden äußersten Stickstoffkannelierungen anzeigten, noch eine geringe Beimengung von Luft enthielt. Beim Kühlen zeigte die Röhre, während das Chlor sich successiv kondensierte, zunächst das weiße, und entsprechend für sehr geringe Dichten das dann leicht bläulichweiße Entladungslicht des Chlors. Bei noch weiter fortgesetzter Kühlung aber nahm die Entladung gelbe Farbe an, und die bis dahin schwach grün leuchtenden engen Rohrwände, sowie die von Striktionsstrahlen getroffenen Teile leuchteten jetzt rot. Das Spektrum zeigte jetzt keine Chlorlinien mehr, sondern war das charakteristische Bandenspektrum des Sauerstoffs. Die Erscheinung, welche beliebig oft reproduziert werden konnte, erkläre ich mir dadurch, daß die in der Luftbeimischung enthaltene kleine Stickstoffmenge durch überschüssiges Chlor in Chlorstickstoff übergeführt wurde, der sich wie das übrige Chlor in tiefer Temperatur kondensierte. Als einziger Träger der Entladung blieb dann der Sauerstoffanteil der Luftbeimengung übrig.

Natürlich kann ich aber auf Grund meiner bisher auf Schwachstrom beschränkten Erfahrungen noch nicht definitiv entscheiden, ob zwischen Sauerstoff und den anderen von mir geprüften Gasen

---

[1]) E. Goldstein, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. **9**, 321, 1907. Ich benutze die Gelegenheit, einen übersehenen Druckfehler dieser Arbeit zu berichtigen: S. 325 ist in der Tabelle für Cäsium statt 584 zu setzen 583.

bezüglich der hier untersuchten Lichterregung ein qualitativer oder nur ein quantitativer Unterschied besteht, derart etwa, daß bei sehr großen Stromintensitäten, wie Hochspannungsbatterie und Glühkathode sie ermöglichen, auch in anderen Gasen Effekte erkennbar werden, welche bei den von mir verwendeten Mitteln nur in Sauerstoff hinreichend stark für die Wahrnehmung sind. Dieser Vorbehalt wird mir vorläufig nahegelegt durch den Umstand, daß die Herren Gehrcke und Reichenheim, welche mit starken Strömen arbeiteten, über eine spezielle Natur der Gasfüllung beim Auftreten des roten Lichts nichts äußern.

Thermodynamische Betrachtungen über Interferenzerscheinungen[1];

von M. Laue.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 18. Oktober 1907.)

(Vgl. oben S. 591.)

Erster Teil.

In keiner der Untersuchungen von KIRCHHOFF, WIEN und PLANCK über die Thermodynamik der Strahlung werden Interferenzerscheinungen in Betracht gezogen. Und mit Recht: denn diese Arbeiten behandeln hauptsächlich das Strahlungsgleichgewicht in überall gleichmäßig temperierten Hohlräumen; in diesen aber sind, wie sich leicht zeigen läßt, Interferenzerscheinungen ausgeschlossen. Erst seitdem PLANCK die Begriffe Entropie und Temperatur auf einzelne Strahlenbündel ausgedehnt hatte, war die Frage notwendig, wie sich diese Größen bei Interferenzerscheinungen verhalten.

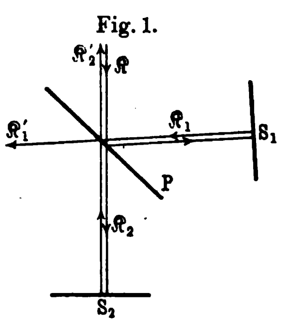
Bekannt ist, daß die Temperatur für ein monochromatisches, linear polarisiertes Strahlenbündel von gegebener Schwingungszahl in einem bestimmten Mittel nur Funktion der spezifischen Intensität $\mathfrak{K}$ ist, während die Entropie außerdem noch von den geometrischen Bestimmungsstücken des Strahlenbündels abhängt. Der Zusammenhang zwischen Temperatur und spezifischer Intensität ist unmittelbar durch das PLANCKsche Strahlungsgesetz gegeben, die Abhängigkeit der Entropie von ihr läßt sich leicht aus ihm ableiten. Wir brauchen aber im folgenden, von den letzten Bemerkungen abgesehen, dies Gesetz selbst nicht anzuwenden; vielmehr genügen uns Folgerungen, die sich schon aus allgemeineren Voraussetzungen ableiten lassen, z. B. die, daß sich Temperatur und spezifische Intensität stets in demselben Sinne ändern.

---

[1]) Ein kurzer Auszug aus drei Veröffentlichungen in den Annalen der Physik (M. LAUE, Ann. d. Phys. (4) 20, 365, 1906; 23, 1. u. 795, 1907).

Ferner sei vorausgeschickt, daß sich die folgenden Überlegungen ausschließlich mit solchen Strahlenbündeln befassen, welche in der vom Sinussatz der geometrischen Optik geforderten Beziehung zueinander stehen, und deren Längen vom Licht in gleichen Zeiten durchlaufen werden. Diese Bedingungen sind notwendig, damit sie sich vollständig überlagern, wenn wir sie durch Spiegelungen und Brechungen zur Superposition bringen. Kohärente Strahlenbündel, wie sie z. B. durch Beugung am Gitter entstehen, bleiben außer Betracht.

Fig. 1.



Betrachten wir nun die folgende ideelle, dem MICHELSONschen Interferometer nachgebildete Versuchsanordnung (Fig. 1): P soll eine planparallele Platte aus absorptionsfreiem Material sein, S_1 und S_2 zwei ebene, zur Platte P symmetrisch gelegene, vollkommen reflektierende Spiegel. Auf die Platte P trifft ein Strahlenbündel von der spezifischen Intensität $\mathfrak{K}$; es spaltet sich in ein gespiegeltes und ein gebrochenes Strahlenbündel, deren Intensitäten, wenn r das Reflexionsvermögen der Platte für den vorliegenden Einfallswinkel bedeutet, die Beträge

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{K}_1 &= r\,\mathfrak{K} \\ \mathfrak{K}_2 &= (1-r)\,\mathfrak{K} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 1)$$

haben. Die Spiegel S_1 und S_2 sollen nun so gestellt sein, daß diese beiden Strahlen senkrecht auf sie treffen. Sie kehren dann, wie sie gekommen sind, nach P zurück und geben hier durch nochmalige Spiegelung und Brechung Anlaß zur Entstehung von vier Strahlenbündeln, die sich jedoch paarweise auf ihrer ganzen Länge überlagern. Z. B. überdecken sich der gebrochene Anteil des von S_1 kommenden und der gespiegelte des von S_2 zurückkehrenden Strahles. Jeder von ihnen hätte für sich allein die Intensität

$$r(1-r)\,\mathfrak{K};$$

denn jeder hat eine Spiegelung und eine Brechung an P durchgemacht. Aus demselben Grunde aber, und weil die im Vakuum zurückgelegten Wege gleich lang sind, interferieren sie ohne Phasen-

differenz[1]); ihre Amplituden addieren sich daher und die entstehende Intensität ist das Vierfache des soeben berechneten Betrages, nämlich:

$$\mathfrak{K}_1' = 4r(1-r)\mathfrak{K} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 2)$$

Damit ist aber auch die Intensität des anderen interferierenden Strahlenpaares gegeben. Denn nach dem Energieprinzip muß

$$\mathfrak{K}_1' + \mathfrak{K}_2' = \mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2 = \mathfrak{K} \quad \ldots \ldots \quad 3)$$

sein; daraus folgt:

$$\mathfrak{K}_2' = (1-2r)^2\mathfrak{K} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 4)$$

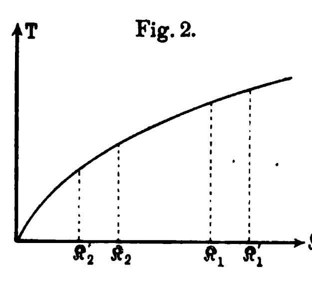
Aus den Gleichungen 1), 2) und 4) läßt sich nun leicht folgern, daß, wenn

$$\frac{1}{4} < r < \frac{3}{4}$$

ist — und das Reflexionsvermögen kann jeden Wert unterhalb 1 annehmen —, daß dann

$$|\mathfrak{K}_1' - \mathfrak{K}_2'| > |\mathfrak{K}_1 - \mathfrak{K}_2|$$

ist; d. h. der Unterschied der Intensitäten nimmt durch den Interferenzvorgang zu. Da aber nach 3) ihr arithmetisches Mittel konstant bleibt, und die Änderungen der Temperatur, wie erwähnt, immer in demselben Sinne erfolgen, wie die der Intensität, so bedeutet dies (vgl. Fig. 2): Es gibt Interferenzerscheinungen, welche den Temperaturunterschied zwischen zwei Strahlenbündeln vergrößern.



Hier tritt sofort ein auffälliger Gegensatz zur Thermodynamik der Körper hervor. Das CARNOTsche Prinzip, auf welches CLAUSIUS seine mechanische Wärmetheorie gründete, sagt aus, daß Wärme vom kälteren zum wärmeren Körper nicht unkompensiert übergehen konnte. Hier dagegen ist kein anderer Vorgang mit der Vergrößerung der Temperaturdifferenz notwendig verbunden. Dies veranlaßt die Frage nach dem Verhalten der Entropie.

[1]) Genau genommen muß dies für jede einzelne Welle der Strahlenbündel nachgewiesen werden, wie dies auch in der zitierten Veröffentlichung geschehen ist. Überhaupt sind dort die Beweise strenger geführt.

Berechnet man die Entropie eines Systems von zwei Strahlenbündeln als Summe der Entropien der beiden Strahlenbündel, so läßt sich ganz wie für zwei Körper der Satz ableiten, daß die Entropie abnimmt, wenn bei konstanter Energie der Temperaturunterschied wächst [1]). Der betrachtete Interferenzvorgang scheint also dem Entropieprinzip zu widersprechen, und in der Tat glaubte ich einige Zeit, es müsse aufgegeben werden, bis mir Herr Planck die Lösung des Widerspruches in die Hand gab.

In diesem Stadium der Überlegung taucht mit Notwendigkeit die Frage auf, ob sich die vermutete Entropieverminderung nicht zum Bau des Perpetuum mobile zweiter Art verwenden läßt. Der gebräuchliche Beweis des Entropieprinzips will doch gerade zeigen, daß jede Entropieverminderung ihn ermöglicht. Nun wird er aber stets nur für materielle Systeme geführt. Fragen wir daher, ob sich die vermutete Abnahme der Entropie durch Interferenz auf solche übertragen läßt.

Wie man dies nun auch versuchen mag, jedenfalls muß man dazu einmal die Strahlen, welche hinterher interferieren sollen, das andere Mal die durch die Interferenz entstandenen, mit Körpern in Wärmeaustausch bringen. Der erstere Vorgang vernichtet aber notwendigerweise die Interferenzfähigkeit. Daher läßt sich kein Interferenzphänomen, selbst wenn es die Entropie vermindert, für das Perpetuum mobile zweiter Art verwenden. Das Entropieprinzip läßt sich für Interferenzerscheinungen nicht in der gebräuchlichen Art ableiten; die unzähligen indirekten Bestätigungen, die es in der Thermodynamik der Körper gefunden hat, beweisen für die Interferenzvorgänge nichts.

Natürlich wäre es nun eine bedeutende Schädigung für unsere gesamte Naturerkenntnis, wenn wir ein so weit reichendes, bisher als Naturgesetz allgemein anerkanntes Prinzip von jetzt an auf einen begrenzten Gültigkeitsbereich einschränken müßten. Bevor wir uns dazu entschließen, müssen wir den ganzen, zu dem Widerspruch führenden Gedankengang Schritt für Schritt nach möglichen Auswegen durchsuchen. Nun haben wir, wie erwähnt, die Entropien der beiden Strahlenbündel als Funktionen der Intensität, der Schwingungszahl und geometrischer Größen

---

[1]) Vgl. den Anhang.

berechnet und die Entropie des aus ihnen bestehenden Systems gleich der Summe dieser Beträge gesetzt. Man könnte versucht sein, den ersten dieser Schritte abzuändern und die Entropie des einzelnen Strahlenbündels auch noch von seiner Kohärenz abhängig zu machen. Doch erweist sich dieser Weg sofort als ungangbar; denn die Kohärenz ist keine Eigenschaft des einzelnen Strahlenbündels, sondern gibt nur eine Beziehung zu gewissen anderen. Ob solche existieren, läßt sich nicht immer endgültig entscheiden, da man, wenn man den Ursprung des Strahlenbündels nicht kennt, im allgemeinen das ganze Weltall nach ihnen absuchen müßte. Es bleibt also, wenn das Entropieprinzip gültig bleiben soll, nur der Ausweg offen, daß man in Abänderung des zweiten Schrittes die Summe der Einzelentropien nicht gleich der Entropie des Systems setzt. Hiergegen läßt sich kein Grund von gleichem Gewicht angeben; nur muß man sich klar sein, daß man fast ebensotief in die Grundlagen der Thermodynamik eingreift, wenn man das Additionstheorem der Entropie: „Die Entropie eines aus mehreren nebeneinander liegenden Teilen bestehenden Systems ist die Summe der Entropien seiner Teile“, aufgibt, wie wenn man den Satz von der Zunahme der Entropie für ungültig erklärt. Denn daß der erstere, bisher ausnahmslos angewandte Satz niemals besonders hervorgehoben oder überhaupt nur ausgesprochen ist, liegt allein daran, daß man ihn für selbstverständlich hielt. Es schiene mir nicht leicht, aus rein thermodynamischen Überlegungen zwischen beiden Sätzen zu entscheiden.

Hier tritt nun der Boltzmannsche Gedanke des Zusammenhanges zwischen Entropie und Wahrscheinlichkeit in seiner vollen Tragweite hervor, indem er die Thermodynamik auf das glücklichste ergänzt. Bekanntlich setzt Boltzmann die Entropie:

$$E = k \log W \quad \ldots\ldots\ldots \quad 5)$$

wo W die als Anzahl aller denselben Zustand ergebenden Komplexionen definierte Wahrscheinlichkeit, k eine universelle Konstante ist. Besteht das System, für welches wir Gleichung 5) ansetzen, aus zwei Teilen, so gilt analog für den ersten die Beziehung:

$$E_1 = k \log W_1,$$

für den zweiten:

$$E_2 = k \log W_2.$$

Aus diesen Gleichungen geht aber das Additionstheorem der Entropie:

$$E_1 + E_2 = E$$

dann und nur dann hervor, wenn

$$W_1 . W_2 = W$$

ist; und notwendige und hinreichende Bedingung dafür ist, daß beide Teile voneinander unabhängig sind in dem Sinne, daß sich jedes Komplexion des ersten Teiles allen anderen des zweiten Teiles zuordnen läßt. Dies ist bei der Materie offenbar immer der Fall. Wenn in dem einen Teile eines mit Gas gefüllten Raumes alle Molekeln nach Lage und Geschwindigkeit bekannt sind, so läßt sich daraus nichts über die Verteilung der Molekeln im zweiten aussagen. Wenn uns dagegen in dem einen von zwei kohärenten Strahlenbündeln die Verteilung der Amplituden und Phasen über alle Partialschwingungen gegeben ist, so kennen wir sie auch in dem anderen. Man wird daher auch ohne eine vollkommene statistische Theorie der Strahlung zugeben, daß sie nicht im Sinne der Wahrscheinlichkeitslehre voneinander unabhängig sind, d. h.: Für kohärente Strahlenbündel gilt das Additionstheorem der Entropie nicht.

Dem Satze von der Zunahme der Entropie steht dann bei den Interferenzerscheinungen nichts mehr entgegen. Und wenn wir ihn auch nicht wie für Körper beweisen können, so liegt es durchaus im Sinne des erwähnten BOLTZMANNschen Theorems, ihn als ein Wahrscheinlichkeitsprinzip auch hier gelten zu lassen.

Dadurch wird aber dieser Satz die umfassendste Formulierung des zweiten Hauptsatzes. Denn das Axiom von der Unmöglichkeit des Perpetuum mobile zweiter Art sagt, wie wir sahen, über Interferenzerscheinungen ebenso wenig aus, wie das CARNOTsche Prinzip; das letztere kann sogar noch zu der falschen Ansicht verleiten, daß sich die Temperaturdifferenz von Strahlenbündeln nicht ohne Kompensation vergrößern läßt.

Zweiter Teil.

Nachdem festgestellt ist, daß das Additionstheorem der Entropie für kohärente Strahlen nicht gilt, fragt es sich, was an seine Stelle tritt. Wir wollen diese Frage sogleich verallgemei-

nern, indem wir sie auf Systeme von partiell kohärenten Strahlen ausdehnen. Als partiell kohärent bezeichnen wir Strahlen, die weder vollkommen kohärent, noch absolut inkohärent sind. Sie entstehen z. B., wenn von zwei kohärenten Strahlen der eine an einem selbstleuchtenden Körper gespiegelt wird; denn zu dem gespiegelten Strahl, der seine Kohärenz beibehalten hat, superponiert sich dann ein aus dem Innern des Körpers stammender, inkohärenter Strahl. Was so entsteht, ist zu dem nicht gespiegelten Strahl immer noch interferenzfähig, aber nicht mehr in dem Maße, wie bei vollkommener Kohärenz.

Zur Beantwortung bedürfen wir zunächst eines quantitativen Maßes der Kohärenz. Das soeben betrachtete Beispiel legt uns schon die Art nahe, auf die es zu definieren ist. Stellen nämlich die Funktionen $f(t)$ und $g(t)$ die Schwingungsvorgänge in beiden Strahlenbündeln dar, so unterscheiden wir an g zwei Anteile, einen zu f vollkommen kohärenten, g_f, und einen zu f inkohärenten, g'_f. Es ist also

$$g = g_f + g'_f; \quad \ldots \ldots \ldots \quad 6)$$

da die Schwingungen g_f und g'_f zueinander inkohärent sind, gilt für das zeitliche Mittel von g^2, welches wir „$\overline{g^2}$“ schreiben, die analoge Gleichung:

$$\overline{g^2} = \overline{g_f^2} + \overline{g_f'^2} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 7)$$

Als die „Kohärenz“ der Schwingungen f und g definieren wir nun den positiven, echten Bruch:

$$i = \frac{\overline{g_f^2}}{\overline{g^2}}; \quad \ldots \ldots \ldots \quad 8)$$

bezeichnenderweise tritt aber in der Entropieformel nicht die Kohärenz i auf, sondern die „Inkohärenz“:

$$j = 1 - i = \frac{\overline{g_f'^2}}{\overline{g^2}}. \quad \ldots \ldots \ldots \quad 8a)$$

Vollkommener Kohärenz entsprechen die Werte

$$i = 1, \quad j = 0;$$

absoluter Inkohärenz dagegen

$$i = 0, \quad j = 1.$$

Die wichtigste hieran anknüpfende Aufgabe liegt in dem Nachweise, daß diese Größen — wenigstens im Prinzip — der Messung zugänglich sind.

Denken wir uns die beiden Strahlenbündel mit der Phasendifferenz δ zur Interferenz gebracht. Die Superposition der kohärenten Schwingungen f und g_f ruft dabei die Intensität

$$\overline{f^2} + \overline{g_f^2} + 2\cos\delta \sqrt{\overline{f^2}\cdot\overline{g_f^2}}$$

hervor; die zu ihnen inkohärente Schwingung g'_f veranlaßt das Hinzutreten des Summanden $\overline{g_f'^2}$, so daß nach 7) dabei

$$J = \overline{f^2} + \overline{g^2} + 2\cos\delta \sqrt{\overline{f^2}\cdot\overline{g_f^2}}$$

beobachtet wird. Der Maximalwert von J beträgt:

$$J_{max} = \overline{f^2} + \overline{g^2} + 2\sqrt{\overline{f^2}\cdot\overline{g_f^2}}.$$

Daher ist nach 8):

$$\frac{[J_{max} - (\overline{f^2} + \overline{g^2})]^2}{4\,\overline{f^2}\,.\,\overline{g^2}} = i.$$

Hier treten links nur meßbare Größen auf, mithin ist auch i meßbar. Zugleich aber ist die ganze linke Seite in f und g symmetrisch; die Bevorzugung von g bei der Definition von i ist also nur eine scheinbare. Das Ergebnis ist dasselbe, wenn wir f in zwei Anteile f_g und f'_g zerlegen, von denen der erste zu g kohärent, der zweite zu g inkohärent ist, und

$$i = \frac{\overline{f_g^2}}{\overline{f^2}}$$

setzen.

Um dies Maß der Interferenzfähigkeit für die Berechnung der Entropie nutzbar zu machen, müssen wir nun einen umkehrbaren Vorgang finden, der zwei partiell kohärente Strahlenbündel in ein System mit bekannter Entropie überführt. Dafür kommen allein zwei inkohärente Strahlenbündel in Betracht, deren Entropie sich nach dem Additionstheorem aus den Einzelentropien berechnen läßt. Der umkehrbare Vorgang aber, welcher zwei partiell kohärente Strahlenbündel in zwei inkohärente verwandelt, besteht in ihrer gemeinsamen Spiegelung und Brechung, sei es an der Grenze zweier verschiedenen, nicht absorbierenden Medien, sei es an einer planparallelen Platte. Gemeinsam nennen wir die Spiegelung und Brechung, wenn die Strahlenbündel von verschiedenen Seiten auf dasselbe Stück der spiegelnden Fläche treffen, und die Einfallswinkel so gewählt sind, daß sich je ein

gespiegelter und ein gebrochener Strahl vollständig überdecken. Es ist dies der Vorgang, durch den sich in Fig. 1 die von S_1 und S_2 zurückkehrenden Strahlen von den Intensitäten $\mathfrak{K}_1$ und $\mathfrak{K}_2$ an der Platte P in die Strahlen von den Intensitäten $\mathfrak{K}'_1$ und $\mathfrak{K}'_2$ umsetzten. Bei der planparallelen Platte müssen die Einfallswinkel, wie man hieran sieht, einander gleich sein; an der Grenze verschiedener Körper müssen sich ihre Sinus umgekehrt verhalten wie die Brechungsindizes.

Daß dieser Vorgang umkehrbar ist, läßt sich, wenigstens für einen Spezialfall, unmittelbar an dem schon oben benutzten Interferenzphänomen zeigen. Wählen wir dort nämlich das Reflexionsvermögen

$$r = {}^1/_2,$$

so wird nach 3) und 4)

$$\mathfrak{K}'_1 = \mathfrak{K}, \quad \mathfrak{K}'_2 = 0;$$

d. h.: Das einfallende Strahlenbündel wird durch die erste Spiegelung und Brechung an der planparallelen Platte in zwei zerlegt, diese setzen sich aber durch gemeinsame Spiegelung und Brechung wieder zu einem dem einfallenden in allen Stücken äquivalenten zusammen. Daher müssen beide Vorgänge umkehrbar sein. Wählt man die Stellung der Spiegel zu den auftreffenden Strahlen nicht senkrecht, so läßt sich derselbe Beweis für jeden anderen Wert des Reflexionsvermögens führen; doch soll hierauf nicht eingegangen werden. Damit ist dann gleichzeitig die Umkehrbarkeit der Spiegelung und Brechung für die Grenze verschiedener Körper bewiesen. Denn daß sich dabei der gespiegelte und gebrochene Strahl zunächst in verschiedenen Mitteln befinden, ist unwesentlich. Unter Benutzung des Polarisationswinkels kann man einen Strahl ohne Verlust an Energie und Kohärenz aus jedem Mittel in jedes andere überführen. Wir wollen im folgenden der Einfachheit halber stets an die planparallele Platte denken.

Werden zwei partiell kohärente Strahlenbündel der gemeinsamen Spiegelung und Brechung unterworfen, so haben die neu entstehenden Strahlenbündel im allgemeinen andere Intensitäten und eine andere Kohärenz als die einfallenden. Aber die Änderungen dieser drei Bestimmungsstücke des Systems erfolgen nicht

unabhängig voneinander. Vielmehr fordert das Energieprinzip, daß die Summe der Intensitäten

$$\mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2 = J' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9)$$

vor und nach dem Vorgange denselben Wert hat. Dasselbe läßt sich auch rein optisch zeigen. J' ist also dabei eine Invariante. Das Entropieprinzip fordert, da er umkehrbar ist, daß auch die Entropie invariant bleibt. Nun ist aber die Entropie im allgemeinen nicht Funktion der Summe $\mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2$ allein, denn sie ist es bei inkohärenten Strahlen nicht. Es muß daher, wenn das Entropieprinzip gültig sein soll, noch eine zweite Invariante geben; zeigte es sich bei der optischen Betrachtung des Vorganges, daß eine solche nicht existieren kann, so wäre damit die am Schlusse des ersten Teiles dargelegte Anschauung widerlegt, daß das Entropieprinzip auch für Interferenzphänomene gilt, und damit auch das Vertrauen auf ihre Grundlage, den Zusammenhang zwischen Entropie und Wahrscheinlichkeit, schwer erschüttert. Auf den ersten Blick erscheint es nun in der Tat, als gäbe uns die Wahl des Reflexionsvermögens und des Phasenunterschiedes bei der gemeinsamen Spiegelung und Brechung zwei Freiheitsgrade in die Hand, so daß sich aus den drei Bestimmungsstücken des Systems nur eine Invariante bilden ließe. Erst die genauere Betrachtung lehrt, daß die Größe

$$j\,\mathfrak{K}_1\,\mathfrak{K}_2 = J'' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 10)$$

eine zweite Invariante ist. Eine dritte kann es nicht geben, denn sonst wären alle drei Bestimmungsstücke, $\mathfrak{K}_1$, $\mathfrak{K}_2$ und j, unveränderlich.

Die Entropie berechnen wir nun, indem wir nach den Intensitäten K_1 und K_2 der beiden inkohärenten Strahlenbündel fragen, in welche sich das gegebene System umkehrbar verwandeln läßt. Für sie müssen die beiden Invarianten J' und J'' dieselben Werte haben, wie für die beiden partiell kohärenten Strahlen; da absoluter Inkohärenz der Wert

$$j = 1$$

entspricht, so muß

$$\left.\begin{aligned} K_1 + K_2 &= J' \\ K_1 K_2 &= J'' \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 11)$$

sein, d. h. es sind K_1 und K_2 die Wurzeln der Gleichung

$$K^2 - J'K + J'' = 0. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 12)$$

Daß diese Gleichung stets zwei positive reelle Wurzeln besitzt, zeigt, daß diese Überführung in inkohärente Strahlen stets möglich ist. Bezeichnen wir die Entropie eines Strahlenbündels von der Intensität $\mathfrak{K}$ mit $L(\mathfrak{K})$, so beträgt die Entropie der letzteren:

$$E = L(K_1) + L(K_2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13)$$

Setzt man hier für K_1 und K_2 die Wurzeln der Gleichung 12) und dann für J' und J'' die Werte $\mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2$ und $j\mathfrak{K}_1\mathfrak{K}_2$ nach 9) und 10) ein, so hat man die Formel, welche die Entropie als Funktion der Intensitäten und der Inkohärenz darstellt, und welche an die Stelle des Additionstheorems tritt.

Für vollkommen kohärente Strahlen ist

$$j = 0, \quad J'' = 0;$$

es verschwindet dann die eine Wurzel von 12), während die andere gleich

$$J' = \mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2$$

wird. Da nun

$$L(0) = 0,$$

so ist die Entropie zweier vollkommen kohärenter Strahlen

$$E = L(\mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2).$$

Sie sind demnach thermodynamisch einem einzigen äquivalent, dessen Intensität die Summe ihrer Intensitäten ist.

Wie weitgehende Folgen die Aufgabe des Additionstheorems der Entropie nach sich zieht, erkennt man daran, daß damit der Begriff der Umkehrbarkeit seine absolute Bedeutung verliert. In der Tat lassen sich Vorgänge angeben, welche je nach dem System, in dem sie sich abspielen, umkehrbar oder unumkehrbar sind. Zum Beispiel ist die Absorption eines Strahlenbündels durch einen gleich temperierten schwarzen Körper umkehrbar [1]), wenn es sich allein um den Körper und das Strahlenbündel handelt; denn für das absorbierte wird ein anderes von gleicher Temperatur emittiert. Dagegen ist sie unumkehrbar, wenn ein zum absorbierten kohärentes Strahlenbündel noch in Betracht kommt. Zwar bleibt

---

[1]) Wie es einzurichten ist, daß ein schwarzer Körper nur ein einziges Strahlenbündel absorbiert und emittiert, siehe bei K. v. Mosengeil, Ann. d. Phys. (4) 22, 867, 1907.

die Entropie des Körpers unverändert, die der Strahlenbündel wächst aber wegen der vollkommenen Vernichtung ihrer Kohärenz von $L(\mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2)$ auf $L(\mathfrak{K}_1) + L(\mathfrak{K}_2)$ [1]). In der Tat ist es nun unmöglich, die beiden Strahlenbündel durch Interferenz wieder zu vereinigen.

Sind die Intensitäten K_1 und K_2 der inkohärenten Strahlen einander gleich, so bedeutet dies nach 12):

$$J'^2 - 4J'' = 0.$$

Nach 9), 10) und 8a) folgt hieraus für die Intensitäten und die Kohärenz solcher Strahlen, in welche sie sich umkehrbar überführen lassen, die Beziehung:

$$(\mathfrak{K}_1 - \mathfrak{K}_2)^2 + 4i\mathfrak{K}_1\mathfrak{K}_2 = 0,$$

welche nur durch die Gleichungen

$$\mathfrak{K}_1 = \mathfrak{K}_2, \quad i = 0$$

erfüllbar ist, da keiner der Summanden negativ werden kann. Inkohärente, gleichtemperierte Strahlenbündel werden daher durch gemeinsame Spiegelung und Brechung nicht verändert. Bestehen in einem gleichförmig temperierten Hohlraume keine Kohärenzbeziehungen zwischen verschiedenen Strahlenbündeln, so entstehen sie nicht neu. Das Additionstheorem der Entropie ist daher auf die stationäre Hohlraumstrahlung stets anwendbar.

Nur andeutungsweise sei erwähnt, daß derselbe Gedankengang auch die Berechnung der Entropie von drei partiell kohärenten Strahlenbündeln gestattet. Man findet dann drei Invarianten:

$$\begin{aligned} J' &= \mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2 + \mathfrak{K}_3 \\ J'' &= j_{12}\mathfrak{K}_1\mathfrak{K}_2 + j_{23}\mathfrak{K}_2\mathfrak{K}_3 + j_{31}\mathfrak{K}_3\mathfrak{K}_1 \\ J''' &= J\mathfrak{K}_1\mathfrak{K}_2\mathfrak{K}_3 \end{aligned}$$

(J ist die „Inkohärenz dritter Ordnung"); die Intensitäten der inkohärenten Strahlenbündel, auf welche sich das System stets zurückführen läßt, sind die Wurzeln der Gleichung:

$$K^3 - J'K^2 + J''K - J''' = 0;$$

die Entropie beträgt:

$$E = L(K_1) + L(K_2) + L(K_3).$$

---

[1]) Daß der zweite Wert größer ist als der erste, geht aus dem Anhang hervor.

Für vier und mehr Strahlenbündel habe ich die Untersuchung nicht durchgeführt, da sie mir kein den großen Schwierigkeiten entsprechendes Interesse zu gewähren scheint.

Weit wichtiger nämlich als diese Verallgemeinerungen wäre es, den wahrscheinlichkeits-theoretischen Sinn der angegebenen Entropieformeln zu finden. Natürlich ist nichts einfacher, als vermöge der Beziehung

$$E = k \log W$$

W als Funktion der Intensitäten und Inkohärenzen anzugeben. Doch ist das noch keine Deutung. Nur in dem Grenzfalle, in welchem das PLANCKsche Strahlungsgesetz, welches ja die Form der Funktion $L(\mathfrak{K})$ bedingt, in das RAYLEIGHsche übergeht, erhält man ein plausibles Resultat. Denn dann wird, wenn α und β gewisse Konstanten bedeuten,

$$L(\mathfrak{K}) = k\alpha \log(\beta \mathfrak{K}) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 14)$$

die Wahrscheinlichkeit eines Strahlenbündels von der Intensität $\mathfrak{K}$ also:

$$W(\mathfrak{K}) = (\beta \mathfrak{K})^{\alpha}. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 15)$$

Nach 14), 11) und 10) geht aber Gleichung 13) über in:

$$E = k\alpha \log(\beta^2 K_1 K_2) = k\alpha \log(\beta^2 j R_1 R_2).$$

Daraus folgt für die Wahrscheinlichkeit eines Systems von zwei partiell kohärenten Strahlenbündeln:

$$W = (\beta R_1)^{\alpha} . (\beta j R_2)^{\alpha} = W(R_1) . W(j R_2). \quad . \quad . \quad 16)$$

Nach der Definition der Inkohärenz j (Gleichung 8a) ist aber $j \mathfrak{K}_2$ die Intensität des zum ersten Strahlenbündel inkohärenten Anteils des zweiten. Für die Berechnung der Wahrscheinlichkeit hat man daher innerhalb der Grenzen dieser Annäherung[1]) den kohärenten Anteil beim Strahlenbündel fortzulassen, dann kann man die Wahrscheinlichkeit nach dem Multiplikationsgesetz berechnen. Diskutiert man entsprechend die Entropieformel für drei Strahlenbündel, so erhält man in 16) noch einen dritten Faktor, welcher ebenfalls von der Form $W(\mathfrak{K})$ ist. Aber das Argument ist keineswegs die ganze Intensität des dritten Strahlenbündels, sondern nur die des zu den beiden anderen inkohärenten Anteils an ihm. Man darf sich wohl den Analogieschluß

[1]) Für vollkommene Kohärenz gilt sie niemals.

gestatten, daß für n Strahlenbündel n Faktoren auftreten, deren jeder eine Funktion $W(\mathfrak{K})$ ist, daß aber bei jedem Strahlenbündel die den vorhergehenden kohärenten Anteile fortzulassen sind.

Dies angenäherte Resultat darf man, auch ohne eine vollkommene statistische Theorie der Strahlung zu besitzen, als sehr plausibel bezeichnen; es ist also in gewissem Sinne eine Bestätigung unserer rein phänomenologisch abgeleiteten Formeln. Es zeigt zugleich, wo der Grund für die größere Kompliziertheit der strengen Formeln liegt. Jene Annäherung gilt nämlich so weit, als die Größe der Elementarquanta der Energie, welche in dem PLANCKschen Strahlungsgesetze eine entscheidende Rolle spielen, gegen die sonst in Betracht kommenden Energiequanta vernachlässigt werden kann. Daß die Energie der Strahlung nicht stetig emittiert und absorbiert werden kann, erschwert also das Problem wesentlich. Aber natürlich wird man keine statistische Theorie der Strahlung anerkennen können, welche nicht die strengen Formeln deutet. Darin, daß diese ein Prüfstein für eine solche zukünftige Theorie sind, scheint mir ihr Wert zu liegen.

Anhang.

Der Beweis des Satzes, daß die nach dem Additionstheorem berechnete Entropie zweier Strahlenbündel abnimmt, wenn bei konstanter Energie der Unterschied der Temperaturen wächst, soll hier auf einem von dem PLANCKschen Strahlungsgesetz unabhängigen Wege gezeigt werden, während in den früheren Publikationen dies Gesetz benutzt war.

Ist $\Lambda(\mathfrak{K})$ die spezifische Entropiestrahlung des Strahlenbündels, zu welcher die Entropie stets proportional ist, so gilt die Gleichung:

$$\frac{\partial \Lambda}{\partial \mathfrak{K}} = \frac{1}{T};$$

und da die absolute Temperatur T sich stets in demselben Sinne ändert, wie die spezifische Intensität R, so ist:

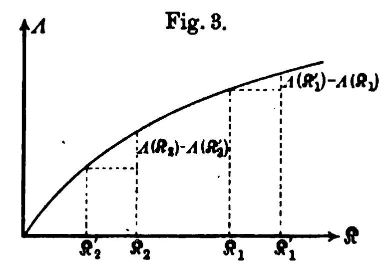
$$\frac{\partial^2 \Lambda}{\partial \mathfrak{K}^2} = -\frac{1}{T^2}\frac{\partial T}{\partial \mathfrak{K}} < 0,$$

während natürlich

$$\frac{\partial \Lambda}{\partial \mathfrak{K}} > 0$$

ist. Die Funktion A wächst also stets mit R, aber um so weniger, je größer $\mathfrak{K}$ ist; stellen wir sie graphisch dar, so erhalten wir eine stets ansteigende, aber nach unten konkave Kurve (Fig. 3).

Fig. 3.



Wählen wir nun zwei Wertepaare $\mathfrak{K}_1$, $\mathfrak{K}_2$ und $\mathfrak{K}_1'$, $\mathfrak{K}_2'$ so aus, daß

$$\mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2 = \mathfrak{K}_1' + \mathfrak{K}_2', \quad \ldots \ldots \quad 17)$$

daß aber

$$|\mathfrak{K}_1' - \mathfrak{K}_2'| > |\mathfrak{K}_1 - \mathfrak{K}_2| \quad \ldots \ldots \quad 18)$$

wird. Hiermit sind zwar noch verschiedene Reihenfolgen der Größe von $\mathfrak{K}_1$, $\mathfrak{K}_2$, $\mathfrak{K}_1'$, $\mathfrak{K}_2'$ verträglich; welche wir wählen, ist aber belanglos. Wir nehmen daher

$$\mathfrak{K}_2' < \mathfrak{K}_2 < \mathfrak{K}_1 < \mathfrak{K}_1'$$

an. Aus der Figur folgt, daß dann

$$A(\mathfrak{K}_2) - A(\mathfrak{K}_2') > A(\mathfrak{K}_1') - A(\mathfrak{K}_1),$$

d. h.

$$A(\mathfrak{K}_1') + A(\mathfrak{K}_2') < A(\mathfrak{K}_1) + (\mathfrak{K}_2). \quad \ldots \ldots \quad 19)$$

Die Bedingungen 17) und 18) sagen aber aus, daß zwei Strahlenbündel von den Intensitäten $\mathfrak{K}_1'$ und $\mathfrak{K}_2'$ gleiche Energie, aber größere Temperaturdifferenz besitzen, als die von den Intensitäten $\mathfrak{K}_1$ und $\mathfrak{K}_2$. In Vergleichung 19) ist also der verlangte Beweis geliefert.

Ist

$$\mathfrak{K}_2' = 0,$$

so ist

$$\mathfrak{K}_1' = \mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2$$

und die Ungleichung 18) sicherlich erfüllt, daher ist

$$A(\mathfrak{K}_1 + \mathfrak{K}_2) < A(\mathfrak{K}_1) + A(\mathfrak{K}_2).$$

Über künstlichen Dichroismus von blauem Steinsalz;
von H. Siedentopf.

Vorläufige Mitteilung.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)

(Vgl. oben S. 368.)

Nach F. CORNU (Zentralblatt f. Min. 1907, S. 166) wird blaues Steinsalz, wenn senkrecht zu einer Hexaederfläche gedrückt, dichroitisch, so daß die rote Farbe des durchgelassenen Lichtes parallel, die blaue senkrecht zur gedrückten Hexaederfläche polarisiert ist.

In Bestätigung und Wiederholung dieses einfachen Versuches fand ich, daß dieser Dichroismus nur auf die blauen und violetten Färbungen des NaCl beschränkt bleibt, hier aber immer eintritt, gleichgültig, ob künstlich additiv oder subtraktiv gefärbtes Steinsalz (vgl. Phys. ZS. 6, 856, 857, 1905) oder natürlich blaues Steinsalz vorliegt. Der Dichroismus tritt nicht ein bei den gelben amikroskopischen Färbungen (vgl. ZS. f. Elektrochemie 12, 635, 1906), die man mit Alkalidampf bei höheren Temperaturen oder bei vorsichtiger Bestrahlung mit Kathoden- oder Radiumstrahlen im Steinsalz erzielen kann. Parallel dem Dodekaeder oder Oktaeder gedrückte Präparate geben keinen deutlichen Dichroismus.

Die ultramikroskopische Untersuchung ergibt, daß die Erscheinung nicht an den Abstand und auch nicht an die Größe der einzeln sichtbar zu machenden Farbteilchen geknüpft ist. Während des Drückens ordnen sich die ursprünglich unregelmäßigen Polarisationszustände (vgl. Phys. ZS. 6, 863, 1905) der einzelnen Teilchen derart, daß sie schließlich alle gleichmäßig je zwei senkrecht zueinander polarisierte Farben aussenden und zwar Grün und Orangerot. Die Polarisationsebene der abgebeugten grünen Farbe liegt parallel der Polarisationsebene der in gleicher Richtung hindurchgelassenen roten Farbe, d. h. parallel zur gedrückten Hexaederfläche; die Polarisationsebene der abgebeugten orange-

roten Farbe liegt senkrecht zur gedrückten Hexaederfläche wie die der in gleicher Richtung hindurchgelassenen blauen Farbe.

Es ergibt sich also das wichtige Resultat, daß die zerstreute Strahlung, durch welche die Teilchen im Ultramikroskop sichtbar werden, nicht bloß die Lage des Maximums mit der Absorption annähernd gemein hat, sondern auch bei dichroitischen Teilchen die Lage der Schwingungsrichtungen des Lichtes.

Die Schichtdicke des gedrückten NaCl ist ohne Einfluß, infolgedessen kann die Doppelbrechung desselben die Erscheinung nicht merklich beeinflussen. Eine wesentliche Bedingung ist jedoch, daß das umgebende Medium genügend plastisch ist. Bei spröden und harten Körpern, wie Saphiringlas und Flußspat, tritt die Erscheinung nicht ein. Vor allem müssen aber die Farbteilchen weicher als das umgebende Medium sein.

Der künstliche Dichroismus geht nach einigen Wochen oder bei Erwärmung wieder zurück, weil die Teilchen wieder in die ungeordnete Lagerung auseinander destillieren. Am schnellsten findet das bei den amikroskopischen Blaufärbungen statt, die ich durch geeignetes Erwärmen gelber Radiumfärbungen von NaCl erzielen konnte.

Zur objektiven Demonstration der Erscheinung eignen sich am besten mit Kathodenstrahlen blaugefärbte Präparate bei einer langsamen Deformation von etwa 10 bis 20 Proz. (Demonstration.) Die Druckachse muß parallel der gefärbten Hexaederfläche liegen.

Man kann mit Kathodenstrahlen metallglänzende, nahezu undurchsichtige Überzüge von Na auf NaCl erhalten, wenn man ausgeglühte wasserfreie NaCl-Kristalle mit frischen Spaltflächen in die mit planer Al-Kathode versehene Bestrahlungsröhre legt. Man muß hierbei die Stücke durch Kühlung von außen und kurze, häufig unterbrochene Bestrahlung vor zu starker Erhitzung schützen, sonst verschwindet das Na durch Fortdestillation von den gefärbten Oberflächen, wobei sich über den Präparaten eine leuchtend gelbe Wolke, welche die Na-Linien zeigt, bildet. Es entsteht ferner dabei ein farbiger Beschlag an der inneren Wand der Kathodenröhre über den Präparaten, der vollkommen den dünnen Na-Häuten gleicht, welche man nach Wood durch Destillation von Na-Metall im Vakuum erzeugen kann. Der

leuchtende Na-Dampf befindet sich hierbei auch hinter der Kathode (von der Anode weggewendet) und zwar innerhalb der Glasröhre, welche den zur ebenen Al-Kathodenfläche führenden Al-Stab stützt. Mit der Kathodenzerstäubung hat diese Färbung nichts zu tun, da das Al von der ebenen Kathodenfläche aus senkrecht zur Richtung der Kathodenstrahlen zerstäubt.

Die Erzeugung solcher metallisch glänzender Überzüge durch subtraktive Färbung mit Kathodenstrahlen gelingt infolge der höheren Siedetemperatur von Ca noch leichter auf frischen Spaltflächen von Flußspat. Bei zu starker Bestrahlung entsteht auch hier ein orangeroter Nebel, welcher aber die Ca-Linien zeigt. Daraus folgt, daß diese leuchtenden Dämpfe aus den bestrahlten Kristallen, nicht aus der Glassubstanz der Kathodenröhre stammen.

Bei zu starker Erhitzung durch die Bestrahlung destilliert das färbende Na-Metall von den NaCl-Stückchen ab. Es gelingt dann nicht mehr, solche entfärbten Flächen mit Kathodenstrahlen wieder zu färben. Bei näherer Untersuchung erkennt man, daß die ursprünglich frische Spaltfläche nach einer solchen Entfärbung wie fein matt geschliffen aussieht.

Während der Bestrahlung bleibt die Kathodenröhre am besten in Verbindung mit der Luftpumpe. Die stärkste Färbungswirkung tritt bei solchen Verdünnungen im Gasraum der Luftpumpe ein, die eben den eigentlichen Kathodenstrahlen vorausgehen.

Jena, im Oktober 1907.

Über die direkten Verfahren der Farbenphotographie nach Lippmann und Lumière;

von H. Lehmann.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher u. Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)

(Vgl. oben S. 367.)

Die zahlreichen Verfahren der Photographie in natürlichen Farben lassen sich im Grunde auf drei einheitliche Prinzipien zurückführen:

Als erste erwähne ich die Verfahren, welche einem interessanten Vorgange in der Natur entlehnt sind, nämlich einer besonderen Art von Mimikry, dem Farbenanpassungsvermögen gewisser Tierarten an die Umgebung. Diese Verfahren, zu welchen z. B. das sog. Ausbleichverfahren gehört, sind praktisch noch vollkommen in der Entwickelung begriffen.

Ein Verfahren, welches den Kinderschuhen bereits zu entwachsen beginnt, ist das Interferenzverfahren nach LIPPMANN, welches theoretisch wohl die interessanteste und eleganteste Lösung des Problems darstellt.

Das dritte Prinzip endlich, welches der Dreifarbenphotographie zugrunde liegt, hat bisher allein in beträchtlichem Maße eine praktische Bedeutung erlangt, namentlich seitdem LUMIÈRE in Lyon das Problem der direkten Dreifarbenphotographie technisch als erster gelöst hat.

Unter direkter Farbenphotographie verstehe ich ein Verfahren, mittels welchem man die richtigen Farben auf einer Platte und durch eine Aufnahme erhält. Die Verfahren nach den erwähnten drei Prinzipien können also jetzt sämtlich als direkte Verfahren ausgeübt werden.

Der Vortrag soll sich jedoch nur auf einige wichtigere Punkte des LIPPMANNschen und LUMIÈREschen Verfahrens beziehen.

Ich beginne mit der Beschreibung einiger neuer Apparate, welche zur Ausübung des Lippmannverfahrens dienen sollen, und die vom Zeißwerk in Jena hergestellt werden.

Fig. 1 stellt die an jede Camera passende Quecksilberkassette schematisch dar. In dem Kassettenrahmen A, der durch den Schieber B verschließbar ist, liegt die photographische Spezialplatte[1]) C, mit ihrer transparenten Schicht D vom Objektiv abgewandt. Auf die Schicht D wird mittels Schraube G, Riegel H und Deckel F ein Gummirahmen J gepreßt. Der so entstandene Hohlraum E wird temporär (während der Belichtung an der

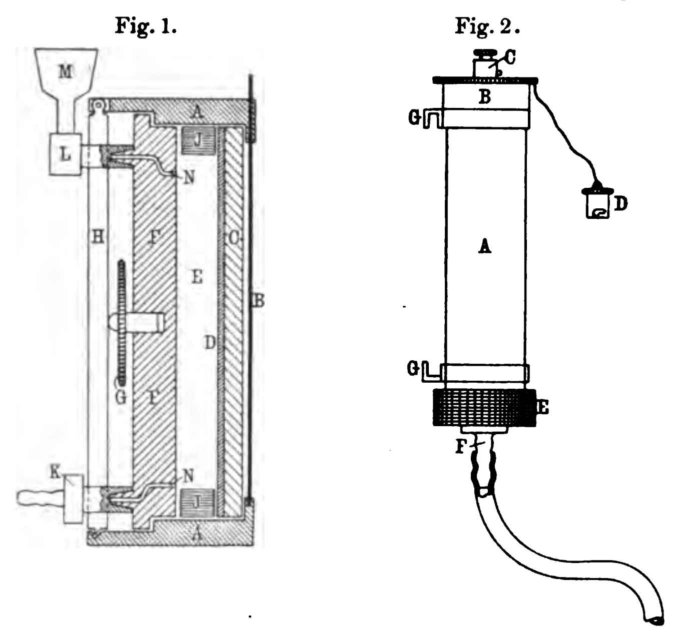


Fig. 1. Fig. 2.

Camera) mit Quecksilber ausgefüllt. Hierzu dienen das Einlaßrohr h und das Steigerohr L, die abnehmbar und gegeneinander austauschbar sind. Die Kanäle N sind so angeordnet, daß sowohl bei Hoch- als auch bei Querformat ein Gefälle resultiert, und daß ferner die Oberfläche der Quecksilberfüllung freibleibt, also den oberen Gummirand nicht berührt. Letzteres ist nach meinen Erfahrungen auf die Reinhaltung der Bildfläche von wesentlichem Einflusse.

Als Quecksilberbehälter dient der in Fig. 2 skizzierte Apparat, der aus einem polierten Stahlzylinder A besteht. Der

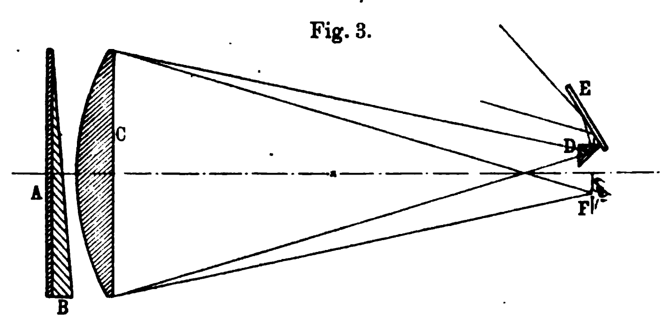
[1]) Derartige Platten werden in einiger Zeit im Handel zu haben sein.

abschraubbare Deckel *B* trägt ein Luftventil *C*, das durch die Kappe *B* geschützt wird. Das Aus- bzw. Einlaßventil wird durch Drehen des Ringes *E* geöffnet. Das Ausflußrohr *F* wird durch einen Gummischlauch mit dem Einlaßrohr *K* (Fig. 1) verbunden. Die Haken *G* dienen zum zeitweiligen Aufhängen des Gefäßes an Camera bzw. Kassette.

Die beiden beschriebenen Apparate gestatten ein vollkommen sauberes Arbeiten mit Quecksilber.

Die LIPPMANNschen Photographien müssen bekanntlich in regelmäßig reflektiertem Lichte betrachtet werden, wozu am besten ein besonderer Betrachtungsapparat dient. Der neue Apparat des Zeißwerkes ist so konstruiert, daß er alles störende diffuse

Fig. 3.

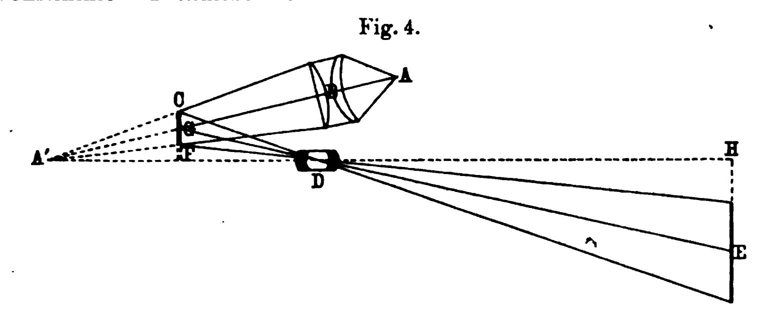


Licht ausschließt, wodurch die Farbenpracht des Bildes ganz rein hervortritt. In Fig. 3 ist das Prinzip dieses Apparates skizziert. Vor dem Bilde *A*, das zum Zwecke der Beseitigung der Oberflächenwelle nach dem Vorgange von Prof. O. WIENER mit einem Glaskeile versehen ist, befindet sich eine Sammellinse *C*, in deren Brennebene die Ein- und Austrittspupille (*D* und *F*) des gesamten Systems liegt. Das Licht wird durch das totalreflektierende Prisma *D* und den Planspiegel *E* nach der Linse *C* geleitet, verläßt letztere in parallelen Büscheln, wird von der Bildfläche *A* nahezu senkrecht reflektiert und durchsetzt zum zweiten Male die Linse *C*, welche die Strahlen im Augenorte *F* vereinigt. Das ganze System wird von einem lichtdichten Gehäuse umhüllt. Der Apparat läßt sich auch für stereoskopische Farbenaufnahmen einrichten.

Auch für die Projektion von Lippmannphotographien ist eine neue Vorrichtung vom Zeißwerk konstruiert worden, welche

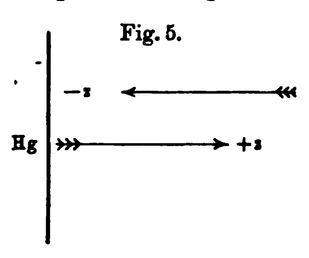
an dem gewöhnlichen Projektionsapparat angebracht werden kann. Nach dem neuen Prinzip können mit vollkommener Schärfe Bilder von größerer Ausdehnung projiziert werden, als es bisher möglich war. In Fig. 4 ist dieses Prinzip dargestellt: der Kondensor B entwirft vom Krater A der Bogenlampe ein Bild in A'. Letzteres ist jedoch dort nicht reell, sondern in der Blendenebene des Projektionsobjektivs D, da auf halbem Wege die reflektierende Bildfläche C eingeschaltet wird. Die optische Achse F, D, H des Projektionsobjektivs nun steht senkrecht auf der Bildebene CF und der Schirmebene HE bzw. deren Verlängerungen, während bei dem bisher üblichen Verfahren die optische Achse mit der Verbindungslinie GE von Bild und Schirmmitte zusammenfiel.

Fig. 4.



Die beim Interferenzverfahren nach LIPPMANN sich abspielenden optischen Vorgänge darf ich wohl als bekannt voraussetzen. Ich will daher hier nur die Frage nach der „Abstimmung" der photographischen Platte etwas eingehender besprechen.

Fig. 5.

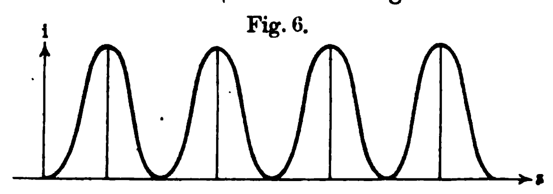


Zunächst will ich kurz über die Art der Anordnung des Silberniederschlages im allgemeinen Mitteilung machen. Hierbei gehe ich von der Voraussetzung aus, daß die Verteilung des Niederschlages eine Funktion der Intensität des wirksam gewesenen Lichtes ist. Bezeichnet man nach Fig. 5 mit $-z$ die Richtung des ankommenden, mit $+z$ die des reflektierten Lichtes, so ist die Intensität der stehenden Welle eine Funktion des Ortes z:

$$i = c \cdot \sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}, \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

wenn man von Verlusten durch Absorption und Reflexion usw. der Einfachheit halber hier absieht. Fig. 6 stellt die Kurve i

Fig. 6.



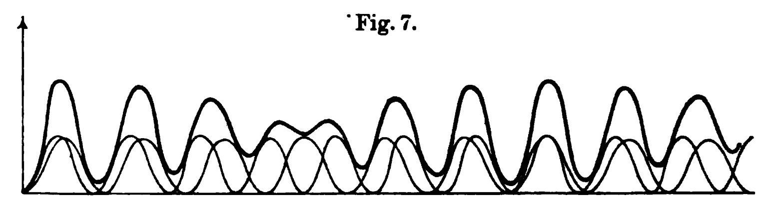
dar, während Tafel I die Mikrophotographie eines Schnittes durch den roten Teil einer Spektralaufnahme zeigt.

Läßt man zu gleicher Zeit an demselben Orte zwei homogene Lichter verschiedener Wellenlänge auf die Platte wirken, so stellt sich die resultierende Intensität einfach durch Superposition der Einzelwellen dar:

$$i' = i_1 + i_2 = c \cdot \left(\sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda_1} + \sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda_2}\right) \quad \ldots \quad 2)$$

In Fig. 7 ist die Kurve i' für das Wellenlängenverhältnis $\frac{563}{482}$ gezeichnet, während die Tafel II die Mikrophotographie durch einen Schnitt der entsprechenden Aufnahme wiedergibt. Wir haben

Fig. 7.



hier einen ähnlichen Vorgang wie in der Akustik: wenn zwei Töne angeschlagen werden, hören wir einen dritten, den Schwebungston. Die Kurve i' sowie der Schnitt zeigen deutlich eine siebenteilige Schwebungsperiode, die sich am Schnitt fünfmal wiederholt.

Wenn wir jetzt dieselbe Untersuchung für heterogenes Licht anstellen wollen, so brauchen wir nur die Gleichung 1) über λ zu integrieren:

$$J = \int c \cdot \sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda} \, d\lambda.$$

Zu Seite 628.

Tafel I.



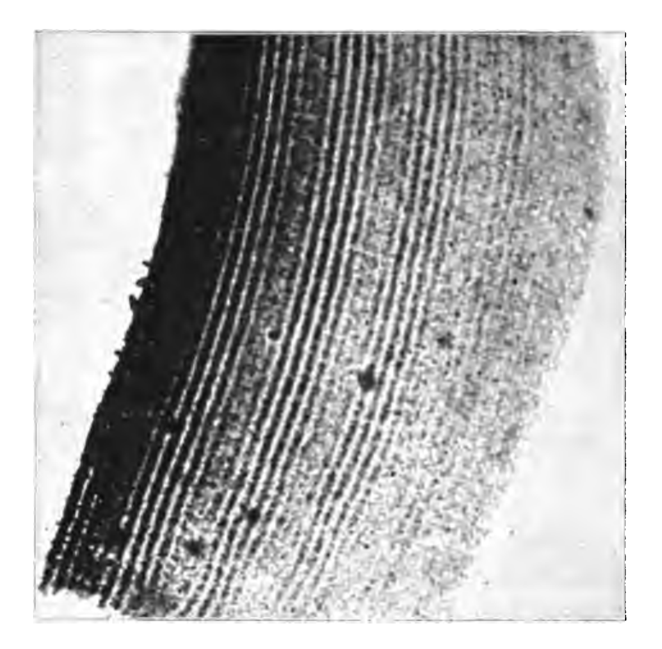
H. Lehmann.

Homogenes Rot ($\lambda = 625\,\mu\mu$).

7100fache Vergrößerung des Abstandes der ZENKERschen Blättchen.

Zu Seite 628.

Tafel II.



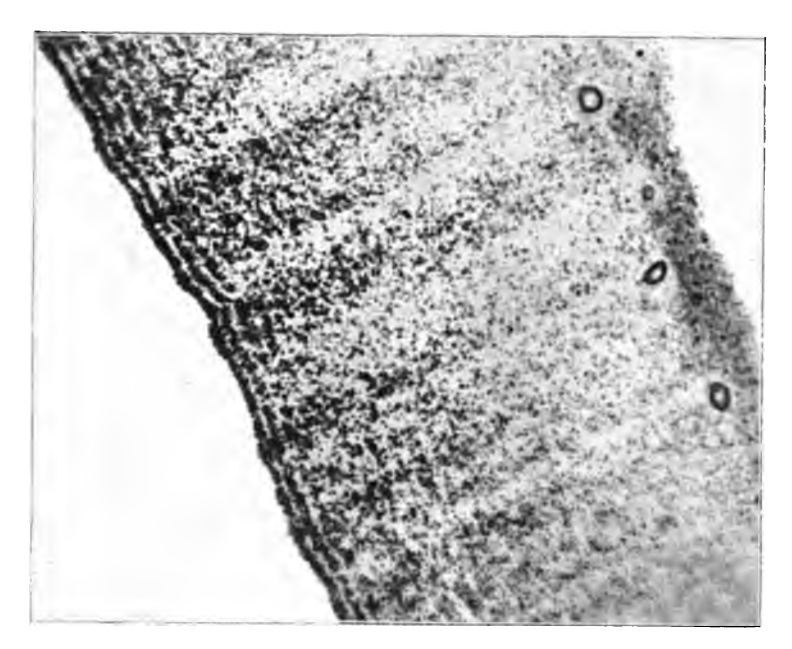
H. Lehmann.

Spektrale Mischfarbe ($\lambda_1 = 563\,\mu\mu$; $\lambda_2 = 482\,\mu\mu$).

10300fache Vergrößerung der ZENKERschen Blättchen.

Zu Seite 629.

Tafel III.



H. Lehmann.

Heterogene Mischfarbe (Gelblichweißes Blumenblatt).
[$f(\lambda)$ wird Maximum für $\lambda = 575\,\mu\mu$.]

10 500 fache Vergrößerung des Abstandes der ZENKERschen Blättchen.

Die Größe c ist jetzt aber keine Konstante mehr, sondern von λ abhängig, und zwar setzt sich c aus drei Faktoren zusammen:

$$c = S(\lambda).F(\lambda).E(\lambda).$$

Hierin ist $S(\lambda)$ die Intensität der Lichtquelle als Funktion der Wellenlänge, also die Farbe z. B. des Sonnenlichtes. $F(\lambda)$ ist der Bruchteil, welchen das Objekt von der auf dasselbe fallenden Intensität 1 reflektiert; also ist $S(\lambda).F(\lambda)$ die Farbe des Objektes. $E(\lambda)$ endlich ist die Empfindlichkeit der photographischen Platte in bezug auf die Intensität 1, als Funktion der Wellenlänge. Der gesamte Lichteindruck also ist proportional der Größe c:

$$J = \int S(\lambda).F(\lambda).E(\lambda).\sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}\, d\lambda \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Wir wollen uns auf den wichtigen Fall der Wiedergabe eines weißen Objektes beschränken. Die Bedingung hierfür ist

$$F(\lambda) = \text{constans}.$$

Wir fassen ferner die Faktoren $S(\lambda).E(\lambda)$ zusammen in $f(\lambda)$, in die Empfindlichkeit der Platte in bezug auf Sonnenlicht; für den Isochromatismus der Platte gilt dann

$$f(\lambda) = \text{constans}.$$

Für diesen Fall reduziert sich also die Gleichung 3) bei der Wiedergabe von Weiß:

$$J = c \cdot \int_{\lambda\,\text{viol.}}^{\lambda\,\text{rot}} \sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}\, d\lambda. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

In Fig. 8 ist die Kurve 4 gezeichnet. Die Intensität der periodischen Maxima klingt hier nach Art einer gedämpften Schwingung rasch ab. In Wirklichkeit ist dieses Abklingen ein noch schnelleres, wie die in Tafel III wiedergegebene Mikrophotographie eines Schnittes durch ein gelbliches Weiß zeigt. Es sind hier nur etwa zwei Maxima sehr gut ausgeprägt; es werden also auch nur diese hauptsächlich bei der Farbenwiedergabe im reflektierten Lichte am fertigen Bilde

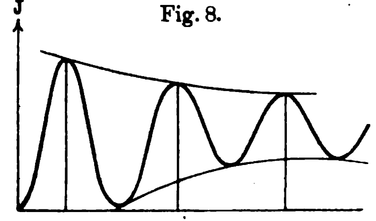
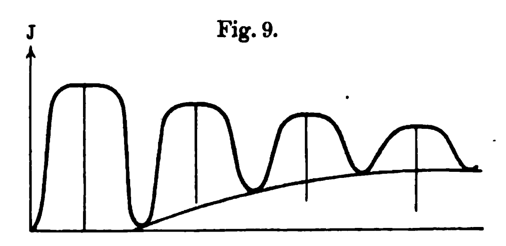


Fig. 8.

beteiligt sein, welches Resultat mir auch Experimente ganz anderer Natur vollauf bestätigten[1]).

Über die Art der Verteilung des Silberniederschlages in der Nähe der Maxima der stehenden Wellen hat nun allerdings das Mikroskop bisher noch keinen Aufschluß gegeben; wir müssen daher die Form der Sinuskurve beibehalten. Diese Annahme erhält eine Stütze oder wird wenigstens nicht widerlegt durch die Schlüsse, welche man aus der Natur des vom Bilde reflektierten Lichtes ziehen kann. Ein Vergleich der Fig. 6 und 8 zeigt deutlich, daß der Unterschied zwischen der Wirkung des homogenen und heterogenen Lichtes lediglich in der größeren „Dämpfung" der Intensitätskurve der letzteren beruht. Bei kurzer Belichtung mit heterogenem Weiß müßte sich also nur

Fig. 9.



um die Ordinaten der Maxima herum (Fig. 8) Silber abscheiden; da nun diese Maxima einen Abstand haben, der gleich einer halben mittleren Wellenlänge ist, so dürfte auch nur eine solche nahezu homogene reflektiert werden, natürlich infolge der größeren „Dämpfung" der Intensitätskurve mit geringerer Intensität und Sättigung. Diese Erscheinung nun tritt tatsächlich ein, wenn man mit isochromatischer Platte arbeitet: das Bild erscheint bei schwacher Belichtung oder in den Schattenpartien, namentlich in den weißlichen Tönen, monochromatisch übergossen. Man kann wohl diesen Mißstand durch nachträgliches „Verstärken" des Bildes heben, wie es z. B. LIPPMANN, CAJAL und andere tun; doch liegt es auf der Hand, daß durch die hierdurch erzeugte Vergrößerung des Kornes die Sättigung der ausgesprochenen Farben darunter leiden muß.

---

[1]) H. LEHMANN, Beiträge zur Theorie und Praxis der direkten Farbenphotographie usw. Freiburg i. B., C. Troemer, 1906, S. 82.

Die Bedingung nun, unter welcher der besagte Übelstand nicht auftreten kann, ist leicht einzusehen: es muß in dem Ausdruck

$$J = \int_{\lambda\,\text{viol.}}^{\lambda\,\text{rot}} f(\lambda) \sin^2 \frac{2\pi z}{\lambda}\, d\lambda$$

die Funktion $f(\lambda)$ so gewählt werden, daß die Maxima der Kurve J stumpf und abgeflacht erscheinen, wie es etwa Fig. 9 darstellt. $f(\lambda)$ darf also jetzt nicht mehr gleich constans sein (Fig. 10), sondern sie muß, wie leicht einzusehen, nach oben konkav sein (Fig. 11).

Praktisch wird man diese Forderung dadurch realisieren, daß man $f(\lambda)$ zwei Maxima verleiht. Aus leicht ersichtlichen

Fig. 10.

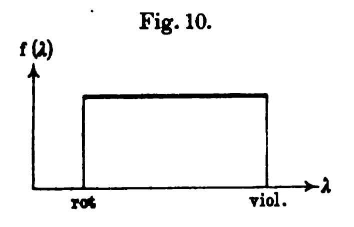
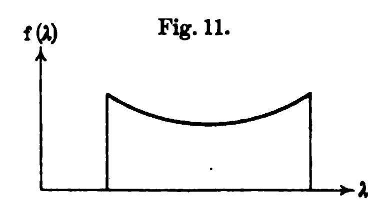


Fig. 11.



physiologischen Gründen kommt noch eine weitere Forderung hinzu: diese Maxima müssen im Spektrum komplementär liegen.

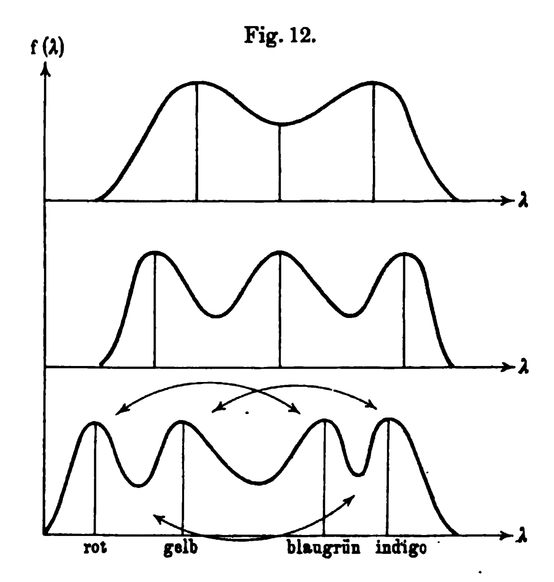
Man braucht sich hierbei aber nicht auf zwei Maxima zu beschränken, man kann auch drei, oder, wie ich es neuerdings tue, vier wechselseitig paarweise komplementär liegende Maxima verwenden, wie Fig. 12 veranschaulicht.

Der Zweck dieser neuen Art der Abstimmung liegt in der Erweiterung der Grenzen für die normale Belichtungszeit, in der Erzielung einer höheren Sättigung der Farben, und schließlich infolge der Verwendung von Sensibilisatoren mit kräftigen Maximis in der Erzielung einer wesentlich höheren Empfindlichkeit der Platte gegenüber der Methode des Isochromatismus.

Es ist noch nachzuholen, daß die Messungsresultate der Schnitte (Tafel I, II und III) mit den theoretischen Ergebnissen genau übereinstimmen.

Bei dieser Gelegenheit will ich ferner noch kurz auf den kolloidalen Charakter des Silberniederschlages in der Lippmannplatte hinweisen: ich projiziere hier eine Reihe von übereinander liegenden Streifen von mit diffusem Lichte (ohne Hg-Spiegel) abschnittsweise belichteten und entwickelten Platten. In vertikaler Richtung verläuft die Variation des Entwicklers, während in horizontaler Richtung die Belichtungszeit bzw. Intensität auf jedem Einzelstreifen variiert. Das Resultat lautet: Die Farbe des

Fig. 12.



Niederschlages ist eine Funktion der chemischen Intensität des wirksam gewesenen Lichtes. Bei einer geeigneten Abstimmung der Platte (etwa mittels eines Korrektionsfilters usw.) könnte man hieraus eine neue Art Farbenphotographie ableiten, welche allerdings auf einer relativ unvollkommenen Basis beruht. Auf dieselbe Grundlage stützt sich übrigens das bekannte Kopierverfahren in Farben mittels des „Multicopapieres“, bei welchem also die Farbenskala, ebenfalls nur als Folge der verschiedenen chemischen Helligkeit der Farben auf dem gewöhnlichen Negativ, wiedergegeben wird.

Ich werde jetzt eine Anzahl Lippmannphotographien mit der neuen „Projektionsvorrichtung des Zeißwerkes für regelmäßig

reflektierende Flächen“ projizieren lassen: viermal dieselbe Landschaft zu verschiedenen Jahreszeiten aufgenommen; ferner zweimal dieselbe Porträtaufnahme mit verschiedener Belichtungszeit, um zu zeigen, daß die Sättigung der Farben eine Funktion der Belichtungszeit bzw. der absoluten Intensität ist; und schließlich eine Reihe von Emissionsspektren. Im Anschluß hieran will ich noch zwei Landschaftsaufnahmen zeigen, die mir Prof. LIPPMANN selbst freundlichst überließ: diese Bilder sind sehr reizvoll und von einer großen Brillanz. Prof. LIPPMANN arbeitet, wie oben bereits erwähnt, mit Platten, bei denen $f(\lambda)$ nahezu konstant ist, was sich deutlich in der relativ geringen Sättigung namentlich bei Rot ausdrückt. Als Belichtungszeit gibt LIPPMANN 1 bis 2 Minuten an, während die vorhin projizierten Bilder in etwa 15 bis 20 Sekunden gewonnen wurden.

Ich komme jetzt zur Besprechung des Verfahrens nach LUMIÈRE. Hierbei wird jeder Lichtstrahl des aufzunehmenden Objektes durch Elementarfilterchen, welche aus gefärbten Stärkekörnchen bestehen und auf dem Glase der photographischen Platte dicht nebeneinander liegen, entsprechend der HELMHOLTZschen Farbentheorie in eine rote, eine grüne und eine blaue Komponente zerlegt. Genau wie bei der indirekten Dreifarbenphotographie werden nun auch beim LUMIÈREschen Verfahren zunächst nur die Helligkeitswerte des Objektes in bezug auf die drei Komponenten Rot, Grün, Blau registriert, jedoch nicht hintereinander auf verschiedenen Platten, sondern kraft der nebeneinander liegenden Elementarfilterchen auf einer Platte, also einander durchdringend. Also auch bei diesem direkten Verfahren wird die richtige Farbe lediglich durch eine entsprechende Variation des Intensitätsverhältnisses der drei Komponenten hervorgebracht. Zu diesem Zwecke ist direkt auf die obenerwähnte Filterschicht eine für alle Farben empfindliche Emulsion aufgegossen. Durch ein Korrektionsfilter wird noch die Plattenempfindlichkeit in bezug auf Farben der des Auges angepaßt. Die Elementarfilterchen bleiben nun dauernd auf der Platte, dienen also zugleich als Aufnahme- und Betrachtungsfilter, so daß die Aufnahmeplatte selbst farbig erscheint.

Der Vorgang bei dem Lumièreverfahren ist nun der, daß z. B. bei der Wiedergabe eines weißen Objektes jedes Flächen-

element des Bildes sämtliche drei Arten von Elementarfiltern von nahezu gleicher Durchlässigkeit enthält. Das Weiß selbst kommt also erst auf der Netzhaut des Auges in additiver Weise zustande, und zwar ist hierbei vorausgesetzt, daß das genannte Bildelement kleiner (oder gleich) ist als das entsprechende Netzhautelement. Die Lumièrebilder können also nur unter einem gewissen maximalen Gesichtswinkel in richtiger Weise betrachtet werden, welcher etwa der deutlichen Sehweite entspricht. In ganz analoger Weise geschieht die Wiedergabe einer Mischfarbe oder einer mehr gesättigten Farbe, nur daß hierbei die Durchlässigkeit der Filterchen in jedem Bildelemente eine verschiedene für die drei Komponenten ist. Die chemischen Manipulationen sind nun von der Behandlungsweise der gewöhnlichen Platten insofern verschieden, als das zunächst erhaltene Negativ, welches, wie leicht ersichtlich, die Komplementärfarben des Objektivs zeigt, auf bekannte Weise in ein Positiv verwandelt werden muß, welches nunmehr die richtigen Farben aufweist.

Ich werde jetzt an der Hand einiger Projektionen von Aufnahmen auf LUMIÈRES „Autochromeplatte" einige Eigenschaften dieser Platte demonstrieren: dieses erste Bild zeigt die Farbenempfindlichkeit der Platte im Normalspektrum der Nernstlampe, wobei die empfindliche Schicht dem Objektiv zugewandt wurde; also ein gewöhnliches schwarzes Bild. Man erkennt deutlich ein Maximum im Rot, etwa bei 620 $\mu\mu$, ein Doppelmaximum im Grün und Gelbgrün, sowie das stark überwiegende Eigenmaximum des Silbersalzes im Blau.

Die zweite Aufnahme stellt einige Sonnenspektra dar, in der richtigen Weise und mit Korrektionsfilter aufgenommen. Im Gelb und Blaugrün sind starke Lücken vorhanden, die Übergänge in den Farben fehlen vollständig, selbst bei längerer Belichtung.

Es ist das eine Folge des Kompromisses, den LUMIÈRE mit den Forderungen des Aufnahme- und des Betrachtungsfilters schließen mußte: die HELMHOLTZsche Farbentheorie fordert ein Anpassen der Durchlässigkeitskurven der Aufnahmefilter an die „Grundempfindungskurven" des Auges; sie müssen also von relativ geringer Sättigung sein, während die Betrachtungsfilter den „Grundempfindungen" selbst entsprechen, also eine hohe Sättigung besitzen sollen.

LUMIÈRE scheint die Wahl sehr glücklich getroffen zu haben, denn der Gesamteindruck der auf Autochromeplatten hergestellten Mischfarbenaufnahmen ist ein recht guter, wenn auch die Sättigung der ausgesprochenen Farben meistens eine viel zu hohe und insofern die absolute Objektivität eine geringe ist.

Ich lasse jetzt einige farbige Mikrophotographien projizieren, die ich auf Autochromeplatten selbst von den Elementarfilterchen dieser Platten mit Apparaten des Zeißwerkes in 200- bis 400facher Vergrößerung herstellte[1]).

Dieses hier ist eine Aufnahme von einem Stück der bloßen Filterschicht. Die Körnchen berühren sich vollkommen auf allen Seiten und lassen keine Lücke. Es wurde dies wohl durch Breitdrücken der Schicht erreicht. Das Mischungsprinzip ist ein sehr unvollkommenes: regellose Verteilung. Infolgedessen trifft es sich häufig, daß mehrere Körnchen (bisweilen bis sechs Stück) gleicher Farbe zusammentreten, wodurch die Feinheit der Kornstruktur zum Teil illusorisch gemacht wird, was sich dann bei näherer Betrachtung der Bilder in kleinen Farbenklecksen äußert.

Das nächste Bild zeigt die farbigen Mikrophotographien der roten, grünen und blauen Zone des vorhin projizierten Spektrums. Es macht den Eindruck, als ob hier über die vorhin gezeigte Filterschicht ein relativ dünner, schwarzer Schleier wie etwa aus Watteflocken sich ausbreitet, dessen Maschen jedesmal über den Elementarfiltern der entsprechenden Farbe besonders weit sind, während von den anderen Farben nur ganz wenig, aber doch (mikroskopisch) merklich Licht durchgelassen wird.

Ich lasse schließlich noch einige farbige Landschaftsbilder folgen, die mir verschiedene Herren des Zeißwerkes freundlichst zur Verfügung stellten. Der Unterschied zwischen den Bildern, die nach dem Verfahren LUMIÈREs und LIPPMANNs hergestellt sind, geht schon aus obigen Ausführungen hervor: das LIPPMANNsche Verfahren gibt eine größere Objektivität in der Farbenwiedergabe und eine absolute Schärfe des Bildes, während die LUMIÈREsche Platte, wie diese Bilder zeigen, als „gereifte" Platte eine vorzügliche „Gradation" besitzt, d. h. sie gibt die Helligkeitswerte im Bilde besser wieder als die „ungereifte" Lippmannplatte,

---

[1]) Hierbei war mir Hr. Dr. KÖHLER in liebenswürdiger Weise behilflich.

bei welcher man entsprechende Resultate vorläufig nur bei geeignet gewählter Beleuchtung erzielen kann.

Zum Schluß will ich noch kurz auf das sog. „PURKINJEsche Phänomen“ eingehen, auf ein Gesetz, welches der physiologischen Optik schon längst bekannt ist, und das sich auf die subjektive Änderung der Farbe mit der Intensität bezieht.

Bekanntlich stellen die modernen Maler wohl erst seit 50 bis 60 Jahren die Schattenpartien auf ihren Gemälden andersfarbig dar, als die Lichter (abgesehen von den Helligkeitswerten und der dadurch erzeugten Sättigungsänderung, den farbigen Reflexen usw.), während man auf älteren Gemälden die Schatten immer nur durch Braun oder Grau wiedergegeben sieht. Ich habe eine stichhaltige Erklärung für diese Tatsache in der Literatur bisher nicht gefunden. Zweifellos ist diese Erscheinung, wie mir scheint, eine Wirkung des PURKINJEschen Phänomens: das menschliche Auge hat eben erst durch lange Übung Nuancen von so geringer Abstufung, wie sie durch das PURKINJEsche Phänomen bedingt sind, zu unterscheiden gelernt. Freilich übertreiben die Maler diese Nuancenunterschiede mehr oder weniger, da nach unseren jetzigen Anschauungen in der Darstellung der „farbigen Schatten“ ein hohes künstlerisches Moment liegt.

Es ist nun eine interessante Tatsache, daß das PURKINJEsche Phänomen sich nicht nur an der Netzhaut des Auges, sondern auch an der photographischen Platte zeigt. Das Verdienst, als erster darauf hingewiesen zu haben, gebührt Herrn J. PRECHT[1]); er fand folgendes Gesetz: Die relative chemische Helligkeit zweier Lichtquellen ist abhängig von deren absolutem Werte der Belichtungszeit bzw. von ihrer absoluten Intensität.

Ich möchte nun noch einen Schritt weiter gehen, indem ich die Behauptung aufstelle: Die relative chemische Helligkeit ein und derselben Lichtquelle ist in ihrer spektralen Zusammensetzung abhängig von ihrer absoluten Intensität. Als Beweis habe ich hier die Resultate einer Messung von Undurchlässigkeiten an einigen auf einer orthochromatischen Platte aufgenommenen Spektren einer rötlichen Lichtquelle verschiedener Expositionszeit bzw. Helligkeit aufgezeichnet:

---

[1]) J. PRECHT, Arch. f. wiss. Photogr. 1, 277.

PURKINJEsches Phänomen.

Sekunden	Undurchlässigkeiten für Maxima bei		$\frac{U_{450}}{U_{650}}$
	$\lambda = 450\,\mu\mu$	$\lambda = 560\,\mu\mu$	
15	7,2	9,6	0,76
40	21,9	32,4	0,68
120	70,8	123,0	0,58
300	199,5	371,5	0,54

Die erste Kolumne gibt die Belichtungszeiten bzw. Intensitäten, die beiden nächsten die Undurchlässigkeiten für die beiden Sensibilisationsmaxima, und die letzte das jeweilige Verhältnis der Undurchlässigkeiten. (Ich hätte natürlich das Intensitätsintervall, den Verhältnissen in der Natur entsprechend, noch wesentlich größer als wie hier wählen können, um einen noch größeren Unterschied in den Verhältnissen der Undurchlässigkeiten zu demonstrieren.) Die letzte Kolumne zeigt aber in der Tat, auf die Farbenphotographie angewandt, daß das Verhältnis der Farbenzusammensetzung eine Funktion der absoluten Intensität ist; und zwar ändert die Farbe bei dem hier gewählten Beispiel mit Abnahme der Intensität nach Blau, d. h. das Bild eines rötlichen Körpers würde in den Schattenpartien bläulich erscheinen. Wenn die Platte drei oder mehr Maxima besitzt, so liegen die Verhältnisse ganz analog.

Im allgemeinen geht also aus dem Gesagten hervor, daß immer das größere Maximum bei zunehmender Intensität schneller wächst. Es kommt daher auch vor, daß das Bild eines rotvioletten Körpers rötliche Schattenpartien zeigt.

Nicht erklärbar durch die genannte Gesetzmäßigkeit ist die Tatsache, daß die Schattenpartien von weißen Körpern namentlich auf Bildern nach LUMIÈREs Verfahren bisweilen intensiv bläulich erscheinen (ohne daß ein Reflex mitwirkt[1]). Hierbei müssen ja nach obigem alle drei Maxima gleich stark wirksam sein, ihr. Verhältnis kann sich also auch nicht so wesentlich ändern.

[1]) Auch rein schwarze oder sehr dunkle Farben werden immer bläulich wiedergegeben, auch wenn sie am Objekt ins Rötliche spielen, z. B. dunkle Anzüge u. dgl.

Die Erklärung hierfür liegt vielmehr in der bekannten Tatsache, daß bei sehr geringen Intensitäten das Blau sich eher entwickelt als Farben vom weniger brechbaren Ende des Spektrums, als Folge der verschiedenen Absorption der Schicht für Strahlen verschiedener Wellenlänge[1]). Es ist diese Erscheinung eine andere Art des PURKINJE schen Phänomens als die oben beschriebene; man könnte vielmehr diese beiden Erscheinungen als das PURKINJEsche Phänomen erster Art und zweiter Art unterscheiden.

Man kann wohl mit einiger Berechtigung die Vermutung aussprechen, daß die zunächst rein physiologische Erscheinung des Purkinjeeffekts weiter nichts ist, als ein der photographischen Schicht identisches Verhalten der Netzhaut.

Andererseits ist der Purkinjeeffekt der Grund für die Unmöglichkeit, jemals absolute Objektivität in der photographischen Farbenwiedergabe zu erzielen; die photographische Camera ist also ein „Individuum" oder ein „homunculus", eine Nachahmung des Menschen oder eines wichtigen Teiles desselben, und zwar eine so treffliche, daß selbst dessen „Fehler" getreulich mit kopiert sind.

---

[1]) Es ist das ein rein optischer und kein photochemischer Vorgang: Die roten Strahlen dringen tiefer in die Schicht ein, als die blauen, sie erfordern daher eine längere Entwicklungszeit als letztere, deren Wirkung sich hauptsächlich auf die Oberfläche erstreckt.

Demonstration einer neuen Verbesserung an der rotierenden Quecksilber-Luftpumpe;
von W. Gaede.

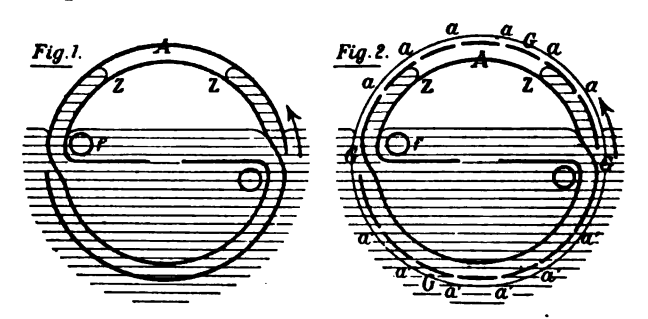
(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 18. September 1907.)

(Vgl. oben S. 368.)

Vor zwei Jahren hatte ich Ihnen eine neue rotierende Quecksilber-Luftpumpe vorgeführt, bei welcher eine Porzellantrommel in einem mit Quecksilber gefüllten Eisengefäß rotiert[1]). Mit der Zeit stellte sich bei diesen Pumpen heraus, daß die Porzellantrommeln durch das Quecksilber zerschlagen werden, sobald man nach dem Evakuieren unvorsichtig rasch Luft wieder in die Pumpe eintreten läßt. Der nächstliegende Weg, diesen Übelstand zu beseitigen, bestand darin, die Trommel aus festerem Material, d. i. aus Eisen herzustellen. Derartige, ganz aus Eisen bestehende Pumpen, von denen zwei Exemplare verschiedener Größe hier ausgestellt sind, geben ebenfalls ein hohes Vakuum, haben aber wieder Nachteile, welche durch die geringe chemische Beständigkeit des Eisens gegeben sind. Ist die Eisentrommel z. B. verrostet oder verschmutzt, so ist eine gründliche Reinigung unter Verwendung ätzender Substanzen ausgeschlossen. Ich suchte daher unter Beibehaltung des Porzellans das Platzen der Trommeln auf andere Weise zu verhüten, indem ich den physikalischen Ursachen dieser störenden Erscheinung nachging. Da stellte sich heraus, daß die Porzellantrommeln während des normalen Betriebes stets unversehrt bleiben, daß sie vielmehr immer nur dann platzen, wenn bei der Trommelstellung (Fig. 1) nach dem Evakuieren wieder Luft in die Pumpe strömt, so daß das Quecksilber innerhalb der Trommel in dem evakuierten Kanal Z (Fig. 1) zu beiden Seiten hochsteigt[2]). Je schneller man Luft einläßt, mit um so

[1]) W. Gaede, diese Verh. 7, 287—290, 1905.
[2]) Fig. 1 hier entspricht der Fig. 2 in diesen Verh. 7, 288, 1905.

größerer Wucht treffen die beiden Quecksilbersäulen bei *A* zusammen und zertrümmern, da der Kanal *Z* hoch evakuiert ist, die Porzellanwand bei *A*. Die Ursache ist die gleiche, wie wenn ein Quecksilber-Manometer oder Barometer beim Anschlagen der Quecksilbersäule an das Rohrende zertrümmert wird. Die Neuerung, welche das Springen der Trommeln hindert, besteht nun darin, daß, wie Fig. 2 zeigt, eine Anzahl nach außen führender Öffnungen *a* an den Trommelkanälen *Z* angebracht sind, und daß diese Öffnungen *a* durch ein um den Trommelumfang gelegtes Gummiband *G* gemeinsam geschlossen gehalten werden. Stoßen jetzt beim plötzlichen Einlassen der Luft die Quecksilbermassen



bei *A* heftig zusammen, so spritzt das Quecksilber aus den Sicherheitsventilen *a*, und die schädliche Stoßwirkung kommt nicht zustande. Solche Porzellantrommeln mit Sicherheitsventilen sind, wie die praktischen Versuche gezeigt haben, vollkommen unempfindlich gegen plötzliches Einstürzen der Luft. Damit die Gummiventile andererseits die Erzeugung der extremen hohen Vakua nicht beeinflussen können, sind diese so angebracht, daß sie nie mit dem Rezipienten in direkter Verbindung stehen können. Wie dies erreicht ist, zeigt Fig. 2: die Öffnung *f*, welche die Schöpfkammer mit dem Rezipienten in Verbindung setzt, taucht unter den Quecksilberspiegel und schließt somit den Rezipienten ab, bevor bei fortgesetzter Drehung in der Pfeilrichtung die Öffnungen *a'* aus dem Quecksilber heraustreten. An den neuen Trommeln sind noch zwei weitere Veränderungen angebracht, auf die ich hier in Kürze hinweisen möchte. Erstens ist eine Reinigung der Trommel jetzt dadurch sehr bequem gemacht, daß alle Öffnungen der Trommel aus der vorderen Trommelwand führen. Die Trommel

stellt jetzt ein geschlossenes Gefäß dar, das nur oben einige Öffnungen hat, durch welche die zur Reinigung bestimmte Säure oder Lauge eingegossen werden kann. Zweitens ist es bei den neuen Trommeln möglich geworden, die Kanäle *Z* noch enger herzustellen als früher. Infolgedessen sind die aus der Trommel bei jeder Drehung herausfließenden, durch das Vorvakuum zirkulierenden Quecksilbermengen bedeutend kleiner als früher, somit ist auch die Gefahr des Verschleppens von Luft aus dem Vorvakuum in das hohe Vakuum, worauf ich schon früher hingewiesen habe, noch weiter vermindert. Der Erfolg ist, daß die letzten Gasreste im extremen hohen Vakuum, welche von Pumpen anderer Systeme entweder überhaupt nicht oder nur sehr langsam fortgeschafft werden, mit den neuen Trommeln bei höherer Tourenzahl und somit noch schneller entfernt werden als mit den alten Trommeln. Die neuen Trommeln sind so eingerichtet, daß sie beim Bruch einer alten Trommel ohne weiteres gegen diese ausgewechselt werden können [1]). Bei dem hier aufgestellten Exemplar haben wir sehr oft die Luft heftig einstürzen lassen, ohne daß die Trommel dadurch gelitten hätte. Wird jetzt die aufgesetzte Entladungsröhre bis zum Röntgenvakuum evakuiert, und wird dann die Entladungsröhre aus dem Fettschliff plötzlich herausgerissen (wird demonstriert), so treten durch das plötzliche Einstürzen der Luft die Sicherheitsventile in Wirkung, und man sieht in diesem Moment am oberen Rande der Trommel aus den Sicherheitsventilen einen Quecksilberregen gegen die 2 cm dicke Glasplatte des Gußgehäuses hervorspritzen. Die Trommel bleibt dabei ganz unverletzt.

---

[1]) Die neue Trommel (D. R.-P. a) wird von der Firma E. Leybolds Nachfolger in Cöln a. Rhein geliefert.

Ein Einwand gegen die Relativtheorie der Elektrodynamik und seine Beseitigung;

von A. Sommerfeld.

(Vorgetragen in der Sitzung der physikalischen Abteilung der 79. Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte zu Dresden am 17. September 1907.)

(Vgl. oben S. 367.)

In der von EINSTEIN auf dem Relativitätsprinzip aufgebauten Elektrodynamik ist Überlichtgeschwindigkeit unter allen Umständen unmöglich, sowohl als Konvektionsgeschwindigkeit einer Ladung, wie auch als Fortpflanzungsgeschwindigkeit einer elektrodynamischen Störung[1]). Gegen die letztere Folgerung scheinen die Verhältnisse in anomal dispergierenden Medien zu sprechen, wie W. WIEN gesprächsweise betonte. Hier haben wir für gewisse Wellenlängen jedenfalls Phasengeschwindigkeiten $> c$. Wir wollen — unter Vermeidung des Wortes Gruppengeschwindigkeit, das sich nicht ohne weiteres auf individuell bekannte, sondern vielmehr auf statistisch gegebene, natürliche Vorgänge bezieht, und im Anschluß an die EINSTEINsche Terminologie — von Signalgeschwindigkeit sprechen und darunter diejenige Geschwindigkeit verstehen, mit der ein plötzlich einsetzendes Signal, d. h. eine Folge von elektrodynamischen Schwingungen bestimmter Wellenlänge, von einem Beobachter im Innern des dispergierenden Mediums wahrgenommen wird. Es wäre nach EINSTEIN ein Widerspruch gegen die Relativtheorie, wenn diese Signalgeschwindigkeit unter irgendwelchen Umständen $> c$ sein könnte. Es zeigt sich nun, daß sie genau gleich c ist, wenn wir den Beobachter mit einem idealen, d. h. unendlich empfindlichen Detektor ausgerüstet denken, gleichviel ob das Medium normal oder anomal dispergiert, ob es isotrop oder anisotrop ist, ob es Leitungselektronen enthält oder nicht. Die Signalgeschwindigkeit und der Vorgang der Fortpflanzung überhaupt hat nichts mit der Phasengeschwindigkeit zu tun. Der

---

[1]) Ann. d. Phys. (4) 23, 381, 1907.

Relativtheorie steht also von dieser Seite nichts im Wege.

Der Beweis läßt sich folgendermaßen führen: Man stelle das auf das Medium senkrecht auffallende Signal als Funktion von t [$f(t) = 0$ für $t < -T$ und für $t > +T$, $f(t) = \sin 2\pi/\tau$, für $-T < t < +T$] durch ein FOURIERsches Integral dar; dann kennt man auch seine Ausbreitung in dem dispergierenden Medium nach dessen Normale x als Funktion $f(t, x)$ von t und x. Behandelt man das so entstehende Integral nach den CAUCHYschen Methoden der komplexen Ebene, so zeigt sich 1., daß $f(t, x) = 0$, wenn $t - x/c < -T$ ist[1]); 2. daß in dem Intervall $-T < t - x/c < +T$ die Störung aus zwei Teilen besteht, einer erzwungenen, zeitlich ungedämpften Schwingung, entsprechend dem in der Phase verschobenen Signal, und einer gedämpften freien Schwingung der Elektronen, welche durch die Ankunft des Signals angeregt wurde; 3. daß für die Folgezeit $+T < t - x/c$ ein Rückstand von freier Elektronenschwingung verbleibt, bestehend ebenfalls aus zwei Teilen, der eine angeregt durch die Ankunft, der andere durch den Schluß des Signals.

---

[1]) In Übereinstimmung mit Überlegungen von M. LAUE, Ann. d. Phys. (4) 18, 550, 1905.

Jahrg. 5 *Heft 22*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. — 30. November 1907. — Nr. 22.

Sitzung vom 1. November 1907.

Vorsitzender: Hr. M. PLANCK.

Hr. **E. Lecher** berichtet über

die Bestimmung der Abhängigkeit der spezifischen Wärme von der Temperatur.

Ferner macht Hr. **U. Behn** Mitteilungen

über eine Modifizierung der KUNDTschen Methode zur Erzeugung von Staubfiguren durch stehende Wellen und über eine neue Bestimmung von c_p/c_v für Helium

nach gemeinsamen Versuchen mit Hrn. **H. Geiger**.

Sodann gibt Hr. **E. Gehrcke** eine Übersicht über die bereits in voriger Sitzung (vgl. oben S. 593—597) vorgelegte Mitteilung von ihm und Hrn. **O. Reichenheim**:

Über die Fluoreszenzfarben des Glases unter der Wirkung von Kathodenstrahlen

und demonstriert die Erscheinungen.

Im Anschluß hieran legt Hr. **E. Goldstein** mit kurzen erläuternden Worten eine Mitteilung:

Über das Auftreten roten Phosphoreszenzlichtes an GEISSLERschen Röhren

vor. Die Veröffentlichung ist noch im vorigen Hefte (S. 598—605) zum Abdruck gelangt.

Der Abdruck einer von Hrn. **A. Wehnelt** eingegangenen Arbeit des Hrn. **Fritz Deininger:**

Über den Austritt negativer Ionen aus einigen glühenden Metallen und aus glühendem Calciumoxyd,

über welche Hr. A. WEHNELT in nächster Sitzung noch eingehender berichten wird, in den Verhandlungen der Gesellschaft wird beschlossen.

Endlich legt Hr. **M. Planck** eine Mitteilung von Hrn. **W. Kaufmann** vor, betitelt:

Bemerkungen zu Hrn. PLANCKS: „Nachtrag zu der Besprechung der KAUFMANNschen Ablenkungsmessungen."

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Dr. R. GANS, Tübingen.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Hr. Dr. OTTO HESS, Cassel, Weißenburgerstr. 12.
(Vorgeschlagen durch Hrn. EMIL TAKE.)

Hr. Dr. KNÜTTEL, Freiburg i. B.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. HIMSTEDT.)

Über die Bestimmung der Abhängigkeit der spezifischen Wärme von der Temperatur;

von Ernst Lecher.

Vorläufige Mitteilung.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 1. November 1907.)

(Vgl. oben S. 645.)

In den letzten Jahren arbeitete ich und einige Herren in meinem Laboratorium über Thermoelektrizität. Da zeigte sich nun bei verschiedenen Gelegenheiten, besonders bei Bestimmung des Thomson- und Peltiereffektes, daß die bisherigen Angaben über die spezifische Wärme der Metalle bei hohen Temperaturen recht ungenau sind. Auch wird es unerläßlich sein, diese Werte, falls sie irgendwo gebraucht werden, am gleichen Material wie die anderen Konstanten zu bestimmen.

Diese Überlegungen ließen mich eine Methode ausarbeiten [1]), die ich auch an zwei Materialien, an Fe und Ni, ausprobierte. Die mir bekannten bisherigen Bestimmungen leiden an folgenden Übelständen:

1. Man bestimmte nie direkt die wirkliche spezifische Wärme bei irgend einer Temperatur, sondern immer die mittlere spezifische Wärme zwischen irgend einer höheren Temperatur und der Zimmertemperatur.

2. Es wurde bei der Erwärmung des untersuchten Materials auf hohe Temperaturen (600 bis 1000°) auf die Vermeidung der Oxydierung zu wenig Rücksicht genommen [2]).

Beide Fehler vermeidet meine Methode, deren Grundidee die folgende ist. Der zu untersuchende Draht *ab* befindet sich in einem

---

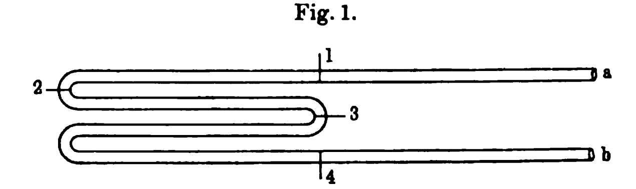
[1]) Eine ähnliche Methode scheint von A. CAMPBELL versucht worden zu sein. Mir war nur das Referat in den Fortschritten der Physik 43 [2], 734, 1887 zugänglich. Siehe auch JAEGER u. DIESSELHORST, Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanst. 3, 362, 1900.

[2]) Von diesem letzteren Fehler frei sind nur die Versuche von B. OBERHOFFER [s. B. OBERHOFFER, Metallurgie von BORCHERS u. WÜST, Aachen, 4, 427, 1907], welche erst nach Fertigstellung meiner Versuche erschienen.

evakuierten Porzellanrohre, das in einem elektrischen Ofen erhitzt werden kann. An irgend einer Stelle des Drahtes ist ein kleines Thermoelementchen angebracht, das mit einem Galvanometer in Verbindung steht. Senden wir nun durch den Draht *ab* während einer bestimmten Zeit einen bestimmten Wechselstrom, so wird das Galvanometer einen Ausschlag zeigen, der um so größer ist, je größer der Widerstand und je kleiner die spezifische Wärme des Drahtes *ab* ist. Vorversuche haben zunächst ergeben, daß, wenn auch vielleicht ein minimaler Zweigstrom des Wechselstromes ins Galvanometer hineinkäme, keinerlei Wirkung desselben zu beobachten ist.

Die wirkliche Versuchsanordnung ist folgende. Der zu untersuchende Draht (etwa 3 bis 4 mm Durchmesser) ist in der (in der schematischen Figur 1) gezeichneten Form gebogen. Die

Fig. 1.



Distanz zwischen den Punkten 1 und 2 ist etwa 16 cm. Die Stellen 1, 2, 3 und 4 in der Figur bedeuten kleine Thermoelementchen Konstantan-Eisen (Drahtdurchmesser $^1/_2$ mm), welche in zwei verschiedenen Weisen an dem dicken Hauptdraht befestigt werden. Die eine Befestigungsmethode ist folgende. Es werden zuerst die beiden Enden des Konstantan- und Eisendrahtes hart aneinander gelötet und das überschüssige Lot behutsam abgefeilt. Der Hauptdraht wird mit einer Durchbohrung von etwas über $^1/_2$ mm Durchmesser versehen und nun die Lötstellen genau in die Mitte dieses Loches eingeschoben. Ein kräftiger Hammerschlag auf den dicken Draht *ab* bewirkt dann einen bleibenden, ausgezeichneten Kontakt. Die durch diesen Hammerschlag verursachte Deformation des Hauptdrahtes ist, wie das Folgende zeigen wird, vollständig gleichgültig. Bei der zweiten Befestigungsmethode wird der Hauptdraht nur etwas angebohrt, und es werden in diese kleinen Löcher das Konstantan- bzw. Eisendrähtchen eingelötet. Diese Methode ist wohl aus später einzusehenden

Gründen vorzuziehen, doch leidet die Lötung bei hohen Temperaturen leicht Schaden.

Dieser Teil des Drahtes (also 1, 2, 3, 4) kommt in die Mitte eines 2 m langen Porzellanrohres, dessen innerer Durchmesser etwa 4 cm war. Dieses Porzellanrohr wieder befindet sich in einem großen Ofen von HERÄUS, dessen Länge etwa 60 cm und dessen innerer Durchmesser etwa 4,5 cm beträgt. Das Rohr wurde so lang genommen, damit auch bei den stärksten Erhitzungen die Enden vollständig kalt bleiben. Die verschiedenen Drähte, welche durch kleine Porzellanröhrchen vor gegenseitiger Berührung geschützt waren, wurden durch einen Kautschukpfropfen hindurchgeführt und das ganze Rohr mit Hilfe einer Gaedepumpe luftleer gemacht. Jedes der verschiedenen Drahtenden führte außerhalb der Röhre zu einem eigenen Quecksilbernapf und man konnte durch passende Schaltungen von Fall zu Fall die gewünschten Verbindungen außen vornehmen.

Widerstandsmessung. Zu diesem Zwecke wurde ein Gleichstrom (Größenordnung 1 Amp.) durch den Hauptdraht geschickt, dessen Stärke von einem großen Normalamperemeter von WESTON abgelesen werden konnte. Die von 1 und 4 weggehenden Eisendrähte führten zu einem Millivoltmeter von SIEMENS. Die Widerstandsbestimmung erfolgte durch gleichzeitige Strom- und Spannungsmessung.

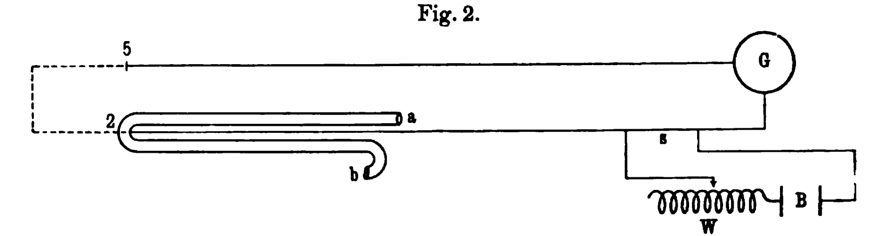
Temperaturmessung. Die große Porzellanröhre war durch ein Glasrohr in Verbindung mit einer kleinen Porzellanröhre, die in einem kleineren elektrischen Ofen sich befand und die gleichzeitig mit der großen Röhre ausgepumpt wurde. In dieser kleinen Porzellanröhre befand sich ein Vergleichsthermoelement Konstantan-Eisen (6). Die Temperatur dieses Ofens wurde entweder gemessen durch ein PtRh-Pt-Thermoelement mit SIEMENSschem Voltmeter oder durch ein bis 500° reichendes Quecksilberthermometer (beide Thermometer von der Reichsanstalt geeicht). Ich habe auch dieses Vergleichsthermoelement 6 genau so wie die Thermoelemente 1, 2, 3, 4 in einen luftleeren Raum gebracht, weil sich von vornherein nicht sagen ließ, ob nicht vielleicht bei höheren Temperaturen Unterschiede bei der Angabe solcher Thermoelemente auftreten könnten, je nachdem, ob sie im Vakuum oder im lufterfüllten Raume sich befinden.

So wurden nun der Reihe nach die thermoelektrischen Kräfte von 1, 3 und 4 bestimmt; dann wurde bestimmt die elektromotorische Kraft von 6 und mit dieser möglichst gleichzeitig die Temperatur des zweiten Ofens. Man berechnet so durch einfache Reduktionen die wirklichen Temperaturen der Punkte 1, 3, 4, und es wurde dann das Mittel dieser Temperaturen als Durchschnittstemperatur des Hauptdrahtes angenommen.

Auf die Weise ergab sich die Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur. Doch ist kaum nötig, zu erwähnen, daß die Widerstandsbestimmung viel genauer erfolgen konnte als die Temperaturbestimmung.

Wechselstromtemperaturanstieg. Es wurde ein Wechsel strom verwendet, der bei tiefen Temperaturen etwa 18 Amp. und

Fig. 2.



bei höheren etwa 10 Amp. betrug. Der durch die JOULEsche Wärme dieses Stromes verursachte Temperaturanstieg wurde an dem Thermoelemente 2 gemessen. Dazu war aber bei hohen Temperaturen notwendig, daß zunächst die durch diese hohe Temperatur hervorgebrachte Thermokraft durch eine gleich große möglichst kompensiert wurde. Zu diesem Zwecke befand sich im Ofen in möglichster Nähe von 2, aber vollständig von diesem isoliert, ein gleiches Thermoelement 5 (siehe die schematische Fig. 2). Diese beiden Thermoelemente konnten gegeneinander geschaltet werden. Da ein genaues Einstellen des Galvanometers auf Null trotzdem fast nie eintrat, wurde in die Leitung noch ein kleiner Shunt s hineingebracht, der durch eine Hilfsbatterie B und einen verschiebbaren Widerstand W leicht mit einer solchen Potentialdifferenz versehen werden konnte, daß der Galvanometerausschlag immer schnell auf Null zurückzubringen war. Läßt man dann den Wechselstrom durch den Hauptdraht gehen, so wird selbstverständlich nur das Thermoelement 2 (nicht aber 5)

erwärmt und man erhält dann nur den dieser Erwärmung entsprechenden Galvanometerausschlag.

Um die Korrektion dieses Temperaturanstieges wegen des Wärmeverlustes des Drahtes möglichst klein zu machen, wurde der Wechselstrom nur durch etwa 30 Sekunden eingeschaltet. Man hätte aber bei den verschiedenen Versuchen, um sie direkt aufeinander reduzieren zu können, immer genau mit der gleichen Zeit und immer genau mit der gleichen Stromstärke arbeiten müssen. Nun ist die genaue Einhaltung oder Messung eines so kleinen Zeitintervalles kaum durchzuführen. Ebenso war die Stärke des Wechselstromes, welcher der Straßenleitung entnommen war, so schwankend, daß hier die Anbringung eines Kontrollversuches notwendig erschien. Es wurde darum der Versuchswechselstrom auch durch einen etwa 3 mm dicken Konstantandraht bei Zimmertemperatur geschickt, in dem genau in derselben Weise wie bei 2 ein Thermoelementchen Konstantan-Eisen befestigt war. Dieses Thermoelementchen führte zu einem eigenen (zweiten) Galvanometer G'. Ich beobachtete nun den Ausschlag im Galvanometer G, indes der analoge Ausschlag im Galvanometer G' von einer Hilfskraft beobachtet wurde. Stromschwankungen oder Fehler in der Zeitbestimmung beeinflußten beide gleichzeitigen Messungen in gleicher Weise, so daß eine Reduktion dieser beiden Beobachtungen aufeinander diese Fehlerquellen vollständig beseitigte. Es wurde nach den Schlägen eines Metronoms, das alle fünf Sekunden einen Glockenschlag ertönen ließ, beobachtet, zunächst eine bestimmte Vorperiode, dann sechs Schläge der Stromwirkung, und dann eine bestimmte Nachperiode, genau so, wie es bei Bestimmungen über spezifische Wärme gemacht wird. Die Anbringung der Korrektion verursachte einen großen rechnerischen Zeitaufwand. Es mußte nämlich in jedem einzelnen Falle ein kleines Diagramm mit der Temperaturänderung der Vor- und Nachperiode gezeichnet werden, und daraus wurden die Werte für die eigentliche Temperaturkorrektion entnommen [1]). Bei ein und derselben Temperatur des Ofens wurden im Durchschnitt je drei Einzelbeobachtungen

---

[1]) Es ist dieselbe Methode, welche Pfaundler in seinem Lehrbuch (Müller-Pouillet), 9. Aufl. [2], 332, 1898, schildert, und die ich zu wiederholten Malen, z. B. Sitzungsber. d. Wiener Akad. 115 [2a], 1512, 1906, angewendet habe.

gemacht, die nur in Ausnahmefällen um mehr als 1 Proz. vom Mittel abweichen. Man kann mit dieser Methode die spezifische Wärme bei 800 bis 1000° mit fast derselben Genauigkeit bestimmen, die sonst bei analogen Bestimmungen in gewöhnlichen Temperaturen zu erreichen ist.

Selbstverständlich ergeben meine Resultate keine absoluten Werte, sondern nur die relativen Veränderungen der spezifischen Wärme mit der Temperatur. Die Temperatur von 2 wurde vor und nach jedem einzelnen Versuche gemessen.

Resultate.

Es wurde Nickel und Eisen untersucht. Die chemische Analyse ergab für den Nickeldraht:

Qualitativer Befund: Nickel, Eisen, Kohle.
Quantitativer Befund:

Nickel (elektrolytisch bestimmt)	99,2 Proz.
Eisen (gravimetrisch bestimmt)	0,47 „
Kohle (aus der Differenz berechnet)	0,33 „

Die analoge Analyse ergab für den Eisendraht:

Qualitativer Befund: Eisen, Spuren von Mangan und wenig Kohle.
Quantitativer Befund:

Eisen (elektrolytisch bestimmt)	99,5 Proz.
Kohle und Mangan (Differenz)	0,5 „

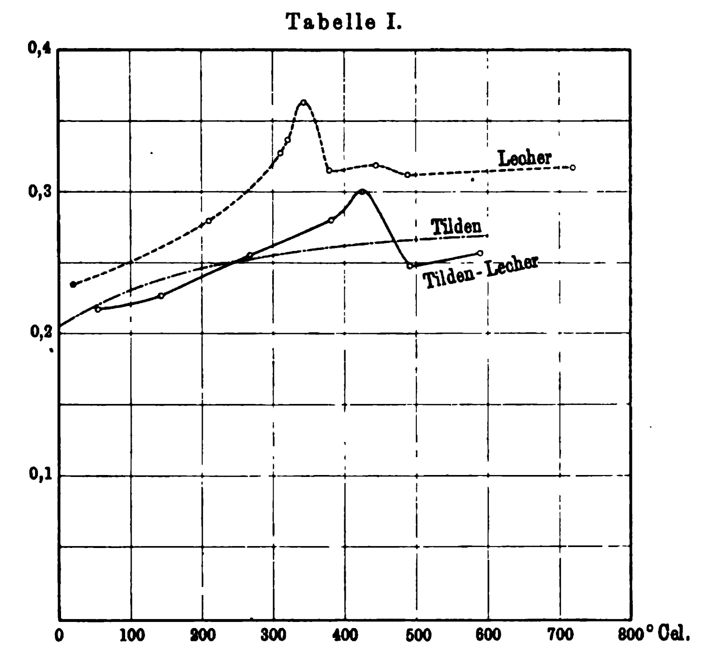
Zunächst wurde die Porzellanröhre gut ausgepumpt und der Ofen gleichzeitig auf etwa 1000° erhitzt. Ich möchte erwähnen, daß die Dichtung in dem ganzen auszupumpenden System eine so vorzügliche war, daß der Luftdruck, als ich nach mehr als zweimonatigem Fernsein am Ende der Ferien ins Laboratorium zurückkehrte, in dem ausgepumpten System sich um kaum 1 mm geändert hatte.

Es ist überraschend, wieviel Gas beim ersten Erhitzen besonders aus dem Eisendraht entweicht. Wenn man aber mehrmals durch einige Stunden erhitzt und gleichzeitig auspumpt, so tritt keinerlei neue Gasentwickelung mehr auf, auch nicht nach längerer Abkühlung und neuerlichem Erhitzen.

Die Schlußresultate meiner Beobachtungen sind in der Tab. I und II in der gestrichelten Linie (Überschrift LECHER) mitgeteilt. Ich fasse diese meine Resultate als provisorische und

die Versuche als Vorversuche auf, denn ich denke, daß man besonders durch Anwendung eines konstanteren Stromes bei der Erhitzung des Ofens, der mir derzeit nicht zur Verfügung steht, noch viel genauere Resultate, besonders in bezug auf die Temperaturbestimmung, erzielen kann. Ferner bedingen die eingelöteten Thermoelementchen eine Fehlerquelle, da ihr Wasserwert (analog dem der Thermometer im Kalorimeter) von mir als schwer be-

Tabelle I.



stimmbar vernachlässigt wurde. Diese Fehlerquelle wird um so kleiner, je dicker der Hauptdraht ist. Gleichwohl halte ich meine Ergebnisse für genauer als alle bisher veröffentlichten und deswegen teile ich sie jetzt schon mit.

Die Kurve für die spezifische Wärme von Nickel zeigt bei ungefähr 320° einen bedeutenden Anstieg.

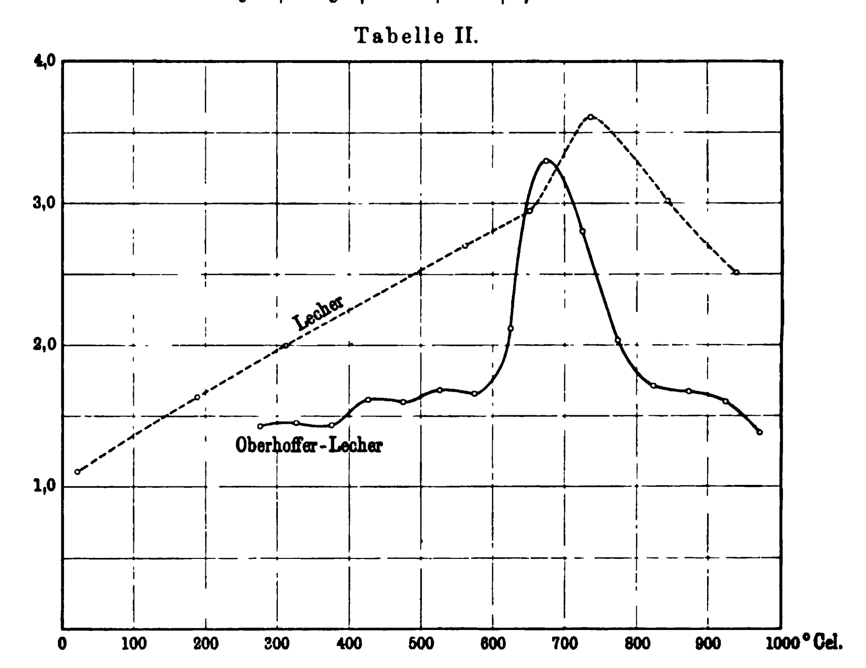
Die letzte Messung der spezifischen Wärme von Nickel bei hohen Temperaturen rührt von W. A. Tilden[1]) her. Er mißt nicht die wirklichen, sondern die mittleren spezifischen Wärmen

[1]) W. A. Tilden, Phil. Trans. London (A) 201, 37, 1903.

und berechnet daraus die wirklichen spezifischen Wärmen. Doch scheint mir die Art seiner Umrechnung nicht einwandfrei. Er mißt die durch Abkühlung von t^0 auf 0^0 erhaltene Wärme tQ und bringt seine Beobachtungen in die Formel

$$Q^2 + aQ + bt^2 + ct + f = 0.$$

Tabelle II.



Die wirkliche spezifische Wärme bei verschiedenen Temperaturen erhält er dann durch $\frac{dQ}{dt}$. Diese Ergebnisse von TILDEN sind in meiner Tabelle in der punktiert-gestrichelten Kurve (Überschrift TILDEN) gegeben. Ich glaube nun, daß durch Abrundung der TILDENschen Beobachtungen, wie sie zur Einführung in die hyperbolische Formel notwendig ist, viele Einzelheiten der Resultate verloren gehen, und darum habe ich die wirkliche spezifische Wärme direkt aus den Beobachtungen berechnet. Es sei Q_t die Wärme zur Erwärmung zwischen t und 0, Q_{t_1} die analoge Wärme zwischen t_1 und 0. Dann nahm ich für die wirkliche spezifische Wärme bei der Temperatur $\frac{t + t_1}{2}$ die Größe

$\frac{Q_{t_1} - Q_t}{t_1 - t}$. Diese so erhaltene Kurve ist in der Tabelle in der ausgezogenen Linie (Überschrift TILDEN-LECHER) gegeben. Diese Kurve zeigt gleichfalls das plötzliche Ansteigen, allerdings bei einer etwas höheren Temperatur. Letzteres dürfte dadurch zu erklären sein, daß TILDEN die Temperatur durch ein Platinwiderstandsthermometer maß, welches für 0, 100 und 184° (Siedepunkt des Anilins) geeicht war. Es mußte also bei 400° schon eine große Extrapolation stattfinden. Darum halte ich meine direkt mit einem geeichten Quecksilberthermometer gemessenen Temperaturen für richtiger. Die absolute Höhe der Abszissen ist bei meinen Versuchen belanglos, da dieselben nur relativen Werten entsprechen, und man kann somit den Gang der beiden Kurven als sehr analog bezeichnen.

Meine Messungen für Eisen sind in Tab. II in der gestrichelten Linie mitgeteilt. Hier zeigt sich ein plötzliches Ansteigen bei ungefähr 740° C. Nach Abschluß meiner Versuche erschien eine Arbeit über denselben Gegenstand von B. OBERHOFFER. Den Fehler der Oxydation vermeidet OBERHOFFER dadurch, daß er den Hohlraum des elektrischen Ofens direkt in Verbindung brachte mit einem Eiskalorimeter und beides auspumpte. Diese Anordnung erscheint mir viel schwieriger zu behandeln als die meine, wobei ganz besonders die unangenehmen Eigenschaften des Eiskalorimeters betont seien. Ein ganz unbestreitbarer Vorteil meiner Methode liegt aber auch hier wieder darin, daß ich bei irgend einer Temperatur die wirkliche spezifische Wärme messe. Der zu dieser Messung notwendige Temperaturanstieg beträgt bei mir nur 5 bis 10°. Ich habe versucht, auch hier die direkten Beobachtungen von OBERHOFFER zur Bestimmung der wirklichen spezifischen Wärme zwischen t bei einer Temperatur $\frac{t+t_1}{2}$ durch $\frac{Q_t - Q_{t_1}}{t_1 - t}$, wie dies bei Nickel geschehen, auszuwerten. Das erwies sich aber als ganz unmöglich, und zwar, so paradox das klingen will, weil die Beobachtungen zu zahlreich waren. Ist nämlich die Differenz $Q_{t_1} - Q_t$ sehr klein, so treten die Fehlerquellen in diesen Bestimmungen so stark auf, daß eine derartige direkte Ausnutzung nicht möglich. Nun ist aber die Änderung der spezi-

fischen Wärme mit der Temperatur gerade an den chemisch und physikalisch interessanten Punkten eine sehr plötzliche. Man muß daher an diesen Stellen knapp nebeneinander liegende Beobachtungen machen, und sowie man zwei so nahe liegende Beobachtungen subtrahiert, spielen die Fehlerquellen eine unbesiegbare Rolle. Nun hat aber OBERHOFFER eine Tabelle [1]) mit abgerundeten Werten der mittleren spezifischen Wärme gegeben und daraus berechnete ich die (ausgezogene) Kurve OBERHOFFER-LECHER in Tab. II. Auffallend dabei ist bei der Temperatur von 300 bis 600° eine sonderbare Wellenform, die sich merkwürdigerweise auch in analogen Versuchen von N. STÜCKER [2]) findet. Wahrscheinlich sind es in beiden Fällen Versuchsfehler.

Die absolute Höhe der Abszissen ist auch hier wieder belanglos, da meine Angaben nur relative sind. Gleichwohl ist der Anstieg bei mir zuerst bis 590° steiler, und es ist die Erhöhung bei 620° kleiner. Doch scheint mir der Zweifel nicht ganz unberechtigt, daß durch das plötzliche Einwerfen des auf hohe Temperatur erhitzten Eisens ins Kalorimeter und die plötzliche Abkühlung desselben vielleicht molekulare Umlagerungen [3]) und Fehlerquellen entstehen, die bei meiner Methode weniger ins Gewicht fallen. Andererseits könnte meine Kurve möglicherweise einen größeren Anstieg zeigen, wenn eine bei etwa 700° zu machende fehlende Beobachtung einen besonders großen Wert ergeben würde.

---

[1]) l. c., S. 495.

[2]) N. STÜCKER, Sitzungsber. der Akad. der Wissenschaften **114** [2a], 657, 1905.

[3]) Am Schluß des hier mitgeteilten Vortrages wurde von kompetenter Seite in der Diskussion diese Idee dahin erweitert, daß man hier eigentlich nicht von spezifischer Wärme sprechen solle. In den gemessenen Werten steckt nämlich die eigentliche spezifische Wärme und die zu den molekularen Umlagerungen nötigen Energien. Ich möchte daher nachträglich die von mir gemessenen Größen nicht als „spezifische Wärmen“, sondern vielleicht als „Erwärmungsenergien“ ansprechen. In Fällen, wo jede molekulare Umlagerung fehlt, ist dann die „Erwärmungsenergie“ identisch mit der spezifischen Wärme. Es wird diese Erwärmungsenergie wahrscheinlich auch variieren mit der Schnelligkeit der Erwärmung.

Über eine Modifizierung der Kundtschen Methode zur Erzeugung von Staubfiguren durch stehende Wellen und über eine neue Bestimmung von $\frac{C_p}{C_v}$ für Helium;

von U. Behn und H. Geiger.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 1. November 1907.)

(Vgl. oben S. 645.)

Von A. Kundt[1]) sind im wesentlichen zwei Anordnungen angegeben worden, um stehende Wellen in Gassäulen zu erzeugen und durch Pulver, das sich in regelmäßigen Figuren anordnet, sichtbar zu machen. Die eine ist die ganz allgemein bekannte: ein tönendes Rohr (oder Stab), daran angeschoben das Wellenrohr von etwas variabler Länge, in dem die stehenden Wellen sich ausbilden. Bei der anderen Methode verwendet man nur ein einziges Rohr, das mit dem Gase und dem nötigen Pulver gefüllt und dann an beiden Enden zugeschmolzen ist. Unter gewissen günstigen Bedingungen hat Kundt auch mit dieser einfacheren Anordnung, von der er ursprünglich ausging, scharfe Staubfiguren erhalten; auch wurde sie in der klassischen Arbeit von Kundt und Warburg[2]) über die Schallgeschwindigkeit in Quecksilbergas verwandt. Denn diese zuletzt genannte Methode hat einen wesentlichen Vorteil vor der ersten voraus: Man kann mit wirklich reinen Gasen arbeiten und kommt auch mit relativ geringen Gasmengen aus. Ist nämlich das Rohr einmal sorgfältig gefüllt und geschlossen, so ist die Gefahr einer Verunreinigung während der Ausführung der Versuche nicht vorhanden. Bei der gewöhnlichen Anordnung dagegen bedingt immer die Verbindung von tönendem Rohr

---

[1]) A. Kundt, Pogg. Ann. **127**, 497, 1866; **128**, 388, 1866; **135**, 337 und 527, 1868.

[2]) A. Kundt und E. Warburg, Pogg. Ann. **157**, 353, 1876. Dieselbe Anordnung wurde benutzt von K. Strecker, Wied. Ann. **13**, 20, 1881; **17**, 85, 1882.

und Wellenrohr die Möglichkeit von Undichtigkeiten, zumal da diese Verbindung möglichst locker sein muß, ebenso der als Abschluß des Wellenrohres dienende Stempel. Außerdem hat man bei der „Einrohrmethode" zwei schwingende Enden[1]) statt eines, die stehenden Wellen im Gase werden also intensiver sein. Dieser Vorteil ist besonders wichtig, wenn man es mit sehr leichten Gasen zu tun hat, bei denen die Energie der Schwingungen sowieso nicht groß ist. Aber diese Methode hat zwei empfindliche Nachteile. Erstens ist die Gefahr, daß man durch Knotenpunkte der SAVARTschen Spiralen getäuscht wird, ziemlich groß. Weiter aber versagt die Methode in vielen Fällen gänzlich, weil eine Abstimmung zwischen dem schwingenden Glasrohr und der Gassäule im Rohrinnern nicht möglich ist, oder mit anderen Worten, weil im allgemeinen die Rohrlänge, die die Tonhöhe bedingt, kein ganzes Vielfaches der halben Wellenlänge dieses Tones im Gase ist. Eine Veränderung der Rohrlänge ändert natürlich daran gar nichts. Denn verlängert man das Rohr, so verkleinert man damit die Schwingungszahl des Rohres. Die Gaswellen wachsen entsprechend, wobei das Verhältnis von Wellenlänge im Gase zur Rohrlänge dasselbe bleibt. Wie diese zweite Schwierigkeit gehoben wurde, soll weiter unten gezeigt werden. Gegen eine Täuschung durch SAVARTsche Spiralen schützt in gewissem Maße schon Übung im Beurteilen der Staubfiguren. Ferner ist eine schon von KUNDT angegebene Vorschrift: Nur einmal anreiben, von großem Nutzen. Endlich wird die Gefahr schon von vornherein gering, wenn man relativ weite Röhren wählt, also solche, bei denen das Verhältnis innerer Durchmesser zur Länge groß ist. Da wir nun die Absicht hatten, eine Neubestimmung des Verhältnisses der spez. Wärmen $\frac{C_p}{C_v}$ für Helium auszuführen, schien uns besonders mit Rücksicht auf die Kostspieligkeit des zu verwendenden Gases die Einrohrmethode[2]) den Vorzug zu

[1]) Bei den genannten Versuchen von KUNDT und WARBURG war dieser Vorteil allerdings nicht ausgenutzt, weil das Rohr aus anderweitigen Gründen geteilt sein mußte und das eine Ende des eigentlichen Quecksilberrohres in einen Knoten fiel.

[2]) Der Ausdruck ist nicht sehr glücklich, darf aber wohl der Kürze wegen beibehalten werden, auch wenn z. B., wie im folgenden, zum Vergleich mit Luft ein zweites Rohr herzugezogen wird.

verdienen. Auch hofften wir so die großen Schwierigkeiten zu umgehen, auf die RAMSAY, COLLIE und TRAVERS[1]) stießen.

Der erste Weg, den wir einschlugen, um eine Abstimmung herbeizuführen, war Variation der Temperatur. Man ändert so die Wellenlänge im Gase, ohne daß diejenige im Glase merklich andere Werte annimmt. Praktisch stößt man aber so auf allerlei kleine Schwierigkeiten; es ist ein Thermostat nötig, der die Temperatur auf etwa einen Grad konstant hält; außerdem wird bei Erhöhung der Temperatur Alkohol und selbst Wasser als Anreibeflüssigkeit bald unbrauchbar[2]). Erniedrigt man sie, so wird die wünschenswerte Kontrolle des Rohrinnern erschwert durch die Tau- und Reifbildung, die allerdings wohl durch einen Überzug von Glycerin und Alkohol zu beseitigen ist. Ohne behaupten zu wollen, daß dieser Weg (die Gaswellenlänge durch Temperaturveränderung zu variieren) nicht zu dem gewünschten Resultat führen könne, haben wir es nach einigen Versuchen doch vorgezogen, einen andern einzuschlagen, der sich als brauchbar und einfach erwies und daher im folgenden kurz beschrieben werden möge.

Ein Glasrohr, gefüllt mit dem zu untersuchenden Gase und mit dem nötigen Pulver für die Staubfiguren, wird an beiden Enden gleichmäßig rund abgeschmolzen. Klemmt man dieses Rohr nun ein und bringt es zum Tönen, so wird man im allgemeinen keine Figuren im Rohre erhalten, eben aus dem obengenannten Grunde. Nun läßt sich aber die Schwingungszahl des Rohres in einfacher Weise durch Belastung seiner Enden ändern. Man kittet z. B. mit Siegellack symmetrisch an beiden Enden des Rohres kleine Metallscheibchen in erforderlicher Zahl an. Am günstigsten erwies es sich, diese Scheibchen von etwa 1 mm Dicke und einem Durchmesser etwas kleiner als den Rohrdurchmesser zu wählen. Die Kittstellen müssen sorgfältig ausgeführt sein, wenn die Gewichte beim Tönen des Rohres nicht abgeschleudert werden sollen. Je nach der Zahl der angekitteten Scheibchen ist nun

---

[1]) W. RAMSAY, N. COLLIE, M. TRAVERS, Journ. Chem. Soc. **67**, 684, 1895. „We found it exceedingly difficult to procure a tube in which really good sound waves could be shown with helium; indeed we were on several occasions nearly despairing of gaining our object."

[2]) Diese Schwierigkeit läßt sich umgehen z. B. durch den von KUNDT und WARBURG verwandten Kunstgriff, das Rohr zu teilen und einen Teil auf Zimmertemperatur zu halten.

also die Schwingungszahl verschieden, und man kann leicht bis zum halben Wert der ursprünglichen Schwingungszahl herabkommen und erhält auch da noch kräftige, reine Töne.

Wir können also unterscheiden zwischen Längenabstimmung (die gewöhnlich verwandt wird), Temperaturabstimmung und Belastungsabstimmung. Letztere wurde in den endgültigen Versuchen der vorliegenden Arbeit ausschließlich verwandt.

In welcher Weise die Schwingungszahl sich mit der Anzahl der angesetzten Gewichte ändert, zeigt folgende kleine Tabelle für drei verschieden lange Röhren von etwa 2,5 cm Durchmesser und der gewöhnlichen Wandstärke. Jedes einzelne Gewicht entsprach etwa 7 g.

Tabelle I.

	Schwingungszahlen		
	Rohr I 42 cm lang	Rohr II 56,8 cm lang	Rohr III 78,9 cm lang
Ohne Gewichte	5900	4450	3250
Mit 2 Gewichten	4570	3800	2940
„ 4 „	3960	3360	2710
„ 6 „	3540	3070	2520
„ 8 „	3210	2820	2370
„ 10 „	2960	2660	2230
„ 12 „	—	2460	2110
„ 14 „	—	2320	2010

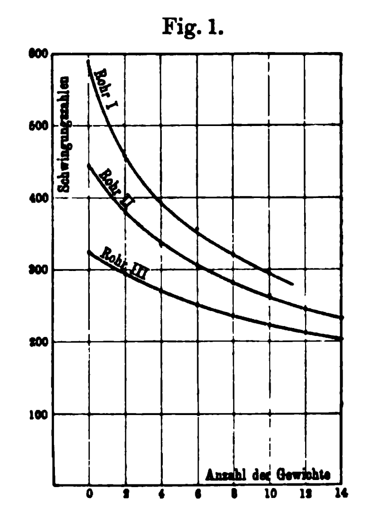
In Fig. 1 sind die entsprechenden Kurven gezeichnet. Bei dem kürzesten Rohr (I) ist die starke Veränderung der Schwingungszahl besonders auffallend.

Daß diese Methode sich auch zu exakten Messungen verwenden läßt, zeigen, wie wir denken, unsere Versuche mit Helium, auf die weiter unten eingegangen werden soll.

Zunächst prüften wir die Anordnung (Fig. 2) in folgender Weise: Rohr A war mit Luft gefüllt, an die beiden Enden dieses Rohres wurden die Gewichte in passender Anzahl angesetzt. Rohr B mit verschiebbarem Abschluß C war mit seinem offenen Ende an A angeschoben. Brachte man nun A zum Tönen, so erhielt man

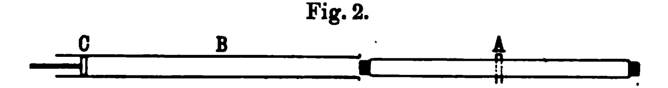
Wellen in A sowohl wie in B[1]), richtige Stellung von C vorausgesetzt. Die folgende Tab. II (S. 662) gibt die Zahlenwerte dieser zwischen Luft und Luft vergleichenden Messungen wieder. Dieselbe zeigt eine befriedigende Übereinstimmung zwischen den Wellen, die außerhalb und innerhalb des Rohres A gemessen wurden.

Fig. 1.



Bei diesem Rohre A, das mit Luft gefüllt war, konnten in allen Fällen Wellen erhalten werden. Während aber bei ungeeigneter Belastung die Wellen sich nur in der Mitte ausbildeten und da auch meistens nur unregelmäßig, wurden bei guter Abstimmung das ganze Rohr hindurch vortreffliche Staubfiguren erhalten. Dabei brauchte das Rohr nur ganz schwach und kurz[2]) angerieben zu werden. Diese Versuche zeigen schon den Vorteil zweier schwingender Enden; denn während im Rohre B nur bei Abstimmung durch C Figuren auftreten, sind sie in A, wenn auch von verschiedener Güte, so doch

Fig. 2.



immer vorhanden. Wesentlich stärker tritt dieser Vorteil bei leichten Gasen, so besonders bei Versuchen mit Wasserstoff und Helium hervor.

Eine weitere Versuchsreihe möge noch erwähnt werden, die mit einem mit Wasserstoff gefüllten Rohre angestellt wurde.

[1]) Die benutzten Röhren waren stets weit genug (2,5 cm und mehr), um eine Korrektur für die Verringerung der Schallgeschwindigkeit unnötig zu machen; cf. Kundt, l. c.

[2]) Dies trägt, wie oben schon erwähnt, wesentlich zur Vermeidung jeder Störung durch Savartsche Spiralen bei. (Näheres über diese bei Kundt, l. c.) Übrigens werden sie bei einem so schweren Gase wie Luft wohl höchstens in sehr engen Röhren bemerkbar.

Tabelle II.

	Wellenlänge bestimmt	Zahl der gemessenen Halbwellen	Gemessene Gesamtlänge mm	Länge der einzelnen Halbwellen mm	Mittelwert
Ohne Gewichte	Außerhalb des tönenden Rohres	23	871	37,9	37,9
		18	682	37,9	
	Innerhalb des Rohres	I 10	379	37,9	37,7
		I 7	363	37,6	
		II 10	379	37,9	
		II 8	301	37,6	
		II 4	154	37,6	
Mit 2 Gewichten	Außerhalb	20	906	45,3	45,4
		16	726	45,4	
	Innerhalb	I 9	410	45,6	45,4
		I 7	318	45,5	
		I 5	228	45,6	
		II 10	452	45,2	
		II 8	368	46,0	
		II 6	270	45,0	
		II 4	181	45,2	
Mit 4 Gewichten	Außerhalb	15	762	50,8	50,9
		11	561	51,0	
	Innerhalb	I 7	354	50,6	51,0
		I 5	259	51,7	
		I 3	153	51,0	
		II 7	356	50,8	
		II 4	202	51,0	
		II 2	102	51,0	
Mit 6 Gewichten	Außerhalb	12	671	56,0	56,1
		10	562	56,2	
	Innerhalb	I 8	449	56,2	56,3
		I 6	340	56,7	
		I 5	224	56,1	
		II 8	447	56,0	
		II 6	339	56,5	
		II 4	225	56,3	
		II 2	112	56,3	
Mit 8 Gewichten	Außerhalb	13	793	61,0	61,1
		9	550	61,2	
	Innerhalb	7	430	61,4	61,5
		5	309	61,9	
		3	186	62,0	
		6	364	60,8	
		4	246	61,5	
		2	124	61,2	

Dieses Rohr zeigte ohne Gewichte gute Wellen[1]) und zwar bildeten sich vier[2]) Halbwellen aus. Wurden Gewichte angesetzt, so ließen sich bald keine Staubfiguren mehr erzeugen. Erst dann, als die Schwingungszahl des Rohres auf den halben Wert herabgedrückt war, zeigten sich wieder Wellen und zwar, wie zu erwarten, zwei Halbwellen an Stelle von vieren. Drei Halbwellen im Rohre zu erzeugen, gelang merkwürdigerweise nicht.

Wir haben die vorstehend beschriebene Anordnung schließlich dazu verwendet, eine exakte Bestimmung des Verhältnisses der beiden spezifischen Wärmen für Helium auszuführen. Es liegt bis jetzt nur eine Bestimmung dieser wichtigen Größe vor aus dem Jahre 1895[3]). Dort fanden RAMSAY, COLLIE und TRAVERS den Wert 1,632 bzw. 1,652. Neuere Arbeiten auf radioaktivem Gebiet schienen zeitweise Zweifel an der Einatomigkeit von Helium entstehen zu lassen. Daher hielten wir eine nochmalige Bestimmung der genannten Größe nach modifizierter Methode für nicht überflüssig. Durch das liebenswürdige Interesse der Herren Professoren A. SCHUSTER und E. RUTHERFORD, denen wir auch hier unsern besten Dank aussprechen möchten, standen uns 500 ccm Helium zur Verfügung, das von TYRER u. Co., London, bezogen wurde. Das Helium wurde in gebräuchlicher Weise mittels Kokosnußkohle[4]) bei — 190° gereinigt; 250 ccm davon wurden verwendet, das Rohr zu füllen. Es war dies ein Glasrohr von 56,7 cm Länge und einer Weite von nahezu 2,5 cm. Es wurde mit einer geringen Menge Lykopodium beschickt, an der Quecksilberpumpe sorgfältigst getrocknet und ausgepumpt. Dann

---

[1]) KUNDT sagt bei Besprechung der Einrohrversuche in einer Anmerkung l. c.: „Die Staubfiguren entstehen in Wasserstoff oft schwer; man tut dann gut, die Röhre vor dem Anreiben vorsichtig etwas anzuwärmen." KUNDT gibt keine Begründung dieser Anweisung; sie erklärt sich wohl als Temperaturabstimmung.

[2]) Das Rohr schwingt hierbei mit einem Knoten; mit zweien sind also 8 Halbwellen zu erwarten. Wenn KUNDT in einer Zusammenstellung 9 angibt, so erklärt sich das wohl durch die Benutzung eines relativ engen Rohres oder durch den großen Einfluß, den geringe Beimischungen von schweren Gasen wie Luft ausüben. Im Anfängerpraktikum nimmt man ja auch meist für diese Versuche als Beispiel eines leichten Gases statt des Wasserstoffs vorsichtigerweise Leuchtgas.

[3]) Vgl. l. c.

[4]) J. DEWAR, Proc. Roy. Soc. (A) 74, 123, 1904/05.

wurde das Gas langsam eingelassen und darauf das Rohr abgeschmolzen. Alle diese und die im folgenden mitgeteilten Manipulationen geschahen nach den zuverlässigen von TRAVERS[1]) gegebenen Vorschriften. Die noch übrigen 250 ccm Helium dienten zur gleichzeitig ausgeführten Füllung eines Kolbens für eine Dichtebestimmung; auch wurde ein kleines Entladungsrohr gefüllt. Das Volumen des Kolbens bei 18° war durch Auswägen mit Wasser zu 235,60 ccm bestimmt worden. Nach Füllung des Kolbens mit Helium wurde eine Gewichtszunahme von 0,0350 ± 0,00005 g bei 15° und einem Gasdruck 667 mm gefunden. Die Wägungen wurden ausgeführt unter Benutzung eines Gegengewichtes aus gleichem Glas von gleichem Volumen und fast gleichem Gewicht und unter Beobachtung der sonstigen Vorschriften für derartige Bestimmungen. Die Volumverminderung des leeren Kolbens wurde gemessen; die davon herrührende Abnahme des Auftriebes in Luft[2]) konnte aber vernachlässigt werden. Reduziert auf Normalbedingungen ist das Gewicht des im Ballon befindlichen Heliums

$$0{,}0350 \cdot \frac{760}{667} \cdot \frac{288}{273} = 0{,}0411\,\mathrm{g}.$$

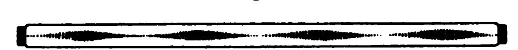
Dies gibt für die Dichte den Wert 0,138. RAMSAY und TRAVERS haben als definitives Resultat ihrer Messungen 0,1368 für die Dichte des Heliums angegeben[3]).

Bei Prüfung des Entladungsrohres zeigte sich ein völlig ausgeprägtes Heliumspektrum; die Wasserstofflinien und auch die Stickstoffbanden waren nicht sichtbar. Zwei schwache Linien schienen von Argonspuren herzurühren. Da also Wasserstoff nicht zugegen war, erklärt sich die Abweichung unseres Dichtewertes von RAMSAYs schon durch 0,1 Proz. Argon und anderer Gase von ähnlichem spezifischen Gewicht. Zur Messung der Schallgeschwindigkeit in Helium wurde die gleiche Anordnung, wie Fig. 2 zeigt, angewandt. Rohr A entspricht dem Heliumrohr. Rohr B ist mit Luft gefüllt, die beim Tönen von A ebenfalls mit in Schwingung kommt. Ohne Gewichte konnten im Heliumrohr keine scharfen Figuren erzeugt werden. Das Rohr wurde nun stufenweise be-

[1]) Study of gases, MACMILLAN u. Co., London.
[2]) Lord RAYLEIGH, Proc. Roy. Soc. (A) 53, 362, 1893.
[3]) RAMSAY und TRAVERS, Proc. Roy. Soc. (A) 67, 329, 1900.

lastet und bald erhielten wir sehr schöne ausgeprägte Figuren und zwar im ganzen 4 Halbwellen, als auf beiden Seiten Scheibchen im Gesamtgewicht von 30 g angesetzt waren (Fig. 3). Gemessen wurde immer die Länge der beiden mittleren Halbwellen und zwar von den beiden Beobachtern unabhängig; es waren für jede im folgenden angegebene Messung die Staubfiguren frisch erzeugt.

Fig. 3.



Wellenlänge in Heliumrohr:

280 mm	279 mm
283 „	280 „
284 „	281,5 „
284,5 „	284 „
282,5 „	

Mittelwert 282,1 mm.

Wellenlänge in Luft:

17 Halbwellen = 825 mm
12 Halbwellen = 584 „

Mittelwert 97,2 mm.

Die Berechnung von $\frac{C_p}{C_v}$ nach diesen Zahlenwerten ergibt:

$$k = \left(\frac{282,1}{97,2}\right)^2 \cdot 0,138 \cdot 1,40 = 1,63\ ^{1)}.$$

Dieser Wert wurde also gefunden nach modifizierter Methode in einem Rohre, das völlig andere Dimensionen besaß, als das von Ramsay, Collie und Travers verwendete. Denn während das Wellenrohr der genannten Autoren 100 cm lang war und einen Durchmesser von 0,9 cm hatte, was ein Verhältnis von 0,009 ergibt, betrugen die analogen Dimensionen bei uns 56,7,

[1]) Die Temperatur beider Röhren war merklich gleich; sie mag im Heliumrohr infolge der Benetzung des Rohres ein wenig tiefer gewesen sein.

2,5 und 0,044. Dennoch ist die Übereinstimmung der Resultate eine befriedigende. Dem von der Theorie für ein einatomiges Gas geforderten Werte ist annähernd genügt. Die Abweichung (etwa 2 Proz.) würde durch einen Fehler in der Wellenlängenmessung von etwa 3 mm (1 Proz.) erklärt, was innerhalb der Versuchsfehler liegt.

Die vorstehenden Versuche wurden im physikalischen Institut der Universität Manchester ausgeführt.

Manchester, August 1907.

Bemerkungen zu Herrn Plancks: „Nachtrag zu der Besprechung der Kaufmannschen Ablenkungsmessungen“;

von W. Kaufmann.

(Vorgelegt von Herrn PLANCK in der Sitzung vom 1. November 1907.)

(Vgl. oben S. 646.)

Herr PLANCK[1]) hat kürzlich versucht, die Abweichungen meiner Messungen über die Konstitution des Elektrons[2]) von der LORENTZ-EINSTEINschen Relativtheorie dadurch zu erklären, daß er für das die Strahlen ablenkende elektrische Feld einen geringeren Wert annahm, als sich aus dem Quotienten von Potentialdifferenz und Abstand der Kondensatorplatten ergab. Die Verminderung des Feldes sollte dadurch entstanden sein, daß die Strahlung des Radiums die Luftreste ionisierte, und dadurch die bekannten Feldverzerrungen hervorrief, wie sie namentlich bei durch Röntgenstrahlen ionisierter Luft vielfach untersucht worden sind[3]).

Zweck der folgenden Zeilen soll der Nachweis sein, daß eine Feldverminderung von 10 Proz., wie sie nach Herrn PLANCKs Berechnung zur Erklärung der Abweichungen nötig ist, unmöglich durch die geringe Zahl von Ionen, die in dem verdünnten Gase vom Radium erzeugt werden, verursacht werden kann, und daß deshalb auf diesem Wege die Abweichungen meiner Beobachtungen von der Relativtheorie nicht zu erklären sind.

Es bedeute:

ϱ und ϱ' die Dichte der positiven bzw. negativen Ionenladungen.

k und k' die Beweglichkeit der Ionen.

q die pro Sekunde im Cubikcentimeter erzeugte Ionenladung.

---

[1]) Diese Verh. 9, 301, 1907.
[2]) Ann. d. Phys. (4) 19, 487, 1906.
[3]) Vgl. J. J. THOMSON, El. i. G., § 34.

$\alpha . \varrho . \varrho'$ die durch Wiedervereinigung der Ionen pro Sekunde verschwindende Ionenladung.

X die elektrische Kraft.

$R = 83 . 10^6$ die Gaskonstante.

T die absolute Temperatur.

$e = 9650 . 3 . 10^{10}$ die Ladung eines Grammäquivalents.

j die Stromdichte.

E die Potentialdifferenz, L den Abstand } der Kondensatorplatten.

Alle elektrischen Größen werden in elektrostatischem Maß gemessen.

Die gemeinschaftliche Normale der Platten sei die X-Achse eines rechtwinkligen Koordinatensystems mit dem Nullpunkt in der positiven Platte. Dann sind in genügender Entfernung vom Plattenrande alle Größen nur von x abhängig, und wir erhalten für den Gasraum die Gleichungen:

$$\partial X/\partial x = 4\pi(\varrho - \varrho') \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

$$j = (k\varrho + k'\varrho')X - \frac{RT}{e}(k . \partial\varrho/\partial x - k'\partial\varrho'/\partial x) \quad \cdot \cdot \quad 2)$$

Das zweite Glied in Gl. 2) stellt den Einfluß der Ionendiffusion dar; daß der Diffusionskoeffizient der Ionen sich durch den Ausdruck kRT/e darstellen läßt, genau wie bei einwertigen elektrolytischen Ionen, ist experimentell nachgewiesen [1]).

Da der Zustand stationär, so gilt:

$$\partial\varrho/\partial t = 0 = -k \cdot \frac{\partial(\varrho X)}{\partial x} + \frac{RT}{e} \cdot k \frac{\partial^2 \varrho}{\partial x^2} + q - \alpha\varrho\varrho' \quad \cdot \quad 3a)$$

$$\partial\varrho'/\partial t = 0 = +k' \cdot \frac{\partial(\varrho' X)}{\partial x} + \frac{RT}{e} \cdot k' \frac{\partial^2 \varrho'}{\partial x^2} + q - \alpha\varrho\varrho' \quad 3b)$$

Subtraktion von 3a und b gibt die „Kontinuitätsgleichung": $\partial j/\partial x = 0$.

Endlich gilt noch:

$$\int_0^L X dx = E . \quad \ldots \ldots \ldots \quad 4)$$

Wenn man (3a) von 0 bis x und (3b) von x bis L integriert und addiert, so erhält man:

---

[1]) Vgl. J. J. THOMSON, El. i. G. § 31.

$$\left.\begin{aligned} j = q \, . \, L - \alpha \int_0^L \varrho \varrho' dx \\ - \left\{ \left(\frac{RT}{e} \frac{\partial \varrho}{\partial x} - \varrho X \right)_{x=0} - \left(\frac{RT}{e} \frac{\partial \varrho'}{\partial x} + \varrho X \right)_{x=L} \right\} \end{aligned} \right\} \quad . \; . \; 5)$$

Der in geschweiften Klammern eingeschlossene Ausdruck ist die Summe der in der Anode verschwindenden positiven und der in der Kathode verschwindenden negativen Ionen; der Ausdruck kann nur positiv oder Null sein, da aus den Elektroden selbst keine Ionen herauskommen. Da auch das Integral notwendig positiv ist, so wird:

$$j < qL \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 6)$$

Im Maximum wird also $j = q \, . \, L$, d. i. der sog. „Sättigungsstrom“.

Bisher (s. z. B. J. J. THOMSON, El. i. Gasen, Kap. III) ist nun wegen der einer weiteren strengen Behandlung der Gleichungen sich entgegenstellenden mathematischen Schwierigkeiten meist so verfahren worden, daß man die Diffusionsglieder ohne weiteres vernachlässigte. Herr PLANCK war so freundlich, mich auf das Bedenkliche dieses Verfahrens aufmerksam zu machen; man könne nicht ohne weiteres voraussehen, ob in dem jeweils vorliegenden Falle die Diffusionsglieder zu vernachlässigen seien, oder nicht. Es soll deshalb folgendes Verfahren eingeschlagen werden:

Zunächst wird probeweise angenommen, daß die Diffusion sowie die Wiedervereinigung der Ionen zu vernachlässigen sind. Die aus den Endresultaten erhaltenen Werte für X, ϱ und ϱ' usw. müssen dann, in die vernachlässigten Glieder eingesetzt, Werte dieser Glieder ergeben, die tatsächlich klein gegen die Hauptglieder sind.

Die angenäherten Gleichungen lauten jetzt:

$$j = (k\varrho + k'\varrho') \, X \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 2')$$

$$0 = q - k \cdot \frac{\partial(\varrho X)}{\partial x} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 3'a)$$

$$0 = q + k' \cdot \frac{\partial(\varrho' X)}{\partial x} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; 3'b)$$

Da aus den Elektroden keine Ionen austreten, so sind die Grenzbedingungen:

$$\varrho = 0 \text{ für } x = 0; \; \varrho' = 0 \text{ für } x = L \quad . \; . \; . \; . \; 5')$$

Die Gleichungen 1) und 4) bleiben unverändert; 6) geht über in

$$j = q . L \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6')$$

Setzt man zur Abkürzung:

$$\varkappa = 8\pi\left(\frac{1}{k} + \frac{1}{k'}\right), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

so erhält man:

$$\frac{\partial^2 X^2}{\partial x^2} = \varkappa q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 8)$$

oder mit Berücksichtigung von (5'):

$$\frac{\partial^2 X^2}{\partial x^2} = 8\pi q \cdot \left\{\frac{x}{k} - \frac{l-x}{k'}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 9)$$

X^2 hat ein Minimum für $x = x_0$, wobei

$$x_0/(L - x_0) = k/k' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 10)$$

Verlegt man den Koordinatennullpunkt nach x_0 und nennt die von dort aus gerechneten Abstände ξ, so wird: $\frac{\partial X^2}{\partial \xi^2} = \varkappa q \xi$ oder

$$X^2 - X^2_{min} = \frac{\varkappa q \xi^2}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 11)$$

und

$$X = \sqrt{X^2_{min} + \frac{\varkappa q \xi^2}{2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 12)$$

Setzt man ferner zur Abkürzung:

$$a^2 = \frac{2 X^2_{min}}{\varkappa q} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 13)$$

und integriert von $-x_0$ bis $(L - x_0)$, so wird:

$$E = \sqrt{\frac{\varkappa q}{2}} \left[\frac{\xi}{2}\sqrt{a^2 + \xi^2} + \frac{a^2}{2} \lg\left\{\xi + \sqrt{a^2 + \xi^2}\right\}\right]_{x_0}^{L - x_0} \quad . \quad 14)$$

Wenn also q und $\varkappa$ bekannt sind, so läßt sich aus 14) durch Ausprobieren a und damit auch X_{min} bestimmen.

Zahlenwerte: (Nach RUTHERFORD, Radioakt. § 252 und J. J. THOMSON, El. i. G., § 17 a).

1 g Radium sendet pro Sekunde 10^{11} α-Teilchen aus. In meinem Apparat befand sich ein Körnchen von einem Maximaldurchmesser von 0,2 mm, also einem Volumen $<$ 0,01 cmm. Seine

Masse war also jedenfalls $< 0{,}1$ mg und die Masse der emittierten α-Teilchen $< 10^7$. Da ferner die Zahl von 10^{11} α-Teilchen pro Gramm nur für ganz dünne Schichten gilt, die selbst nicht merklich absorbierend wirken, so gelangen aus dem Radiumkorn sicher weniger als etwa $^1/_{10}$ der α-Strahlen nach außen. Von diesem $^1/_{10}$ gelangen in das Feld des Kondensators wiederum nur etwa $^1/_{10}$. Also ist die Zahl der in den Kondensator gelangenden α-Teilchen $< 10^5$.

Ein α-Teilchen durchläuft in Luft von Atmosphärendruck einen Weg von etwa 5 cm, ehe es sein Ionisierungsvermögen plötzlich einbüßt, und erzeugt auf diesem Wege im ganzen rund 10^5 Ionen. Längs der rund 1,5 cm betragenden Höhe meiner Kondensatorplatten und bei einem Drucke von etwa 0,1 mm erzeugt es also rund $\frac{10^5 \,.\, 1{,}5}{5 \,.\, 10 \,.\, 760} = 4$ Ionen. Die 10^5 α-Teilchen erzeugen also $4 \,.\, 10^5$ Ionen pro Sekunde. Da die Fläche des Kondensators etwa 2 qcm betrug, so erhalten wir pro Quadratcentimeter nur $2 \,.\, 10^5$ Ionen pro Sekunde, also eine Elektrizitätsmenge:

$$q = 2 \,.\, 10^5 \,.\, 3 \,.\, 10^{-10} = \text{(rund) } 10^{-4} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 15)$$

Ferner ist, unabhängig vom Drucke:

$$\alpha = \text{(rund) } 3000 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 16)$$

Die Potentialdifferenz der Kondensatorplatten betrug etwa 2400 Volt, ihr Abstand war $L = 0{,}12$ cm, also war das von den Ionen unbeeinflußte Feld:

$$X = E/L = 2400/(300 \,.\, 0{,}12) = 67 \; \frac{\text{El. St. E.}}{\text{cm}} \quad . \quad . \quad . \quad 17)$$

Für die weitere Betrachtung nehmen wir, da es nur auf die Größenordnung ankommt, an, daß

$$k = k'$$

sei, und daß k dem Drucke umgekehrt proportional (vgl. J. J. THOMSON, El. i. G.) sei. Für $p = 760$ mm ist $k = 1{,}5 \; \frac{\text{cm}^2}{\text{Volt}} = 450 \; \frac{\text{cm}^2}{\text{El. St. E.}}$ Daraus folgt für $p = 0{,}1$ mm rund:

$$k = k' = 4 \,.\, 10^6 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 18)$$

und

$$\varkappa = \frac{16\,\pi}{4 \,.\, 10^6} = \text{(rund) } 10^{-5} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 19)$$

Ferner ergibt sich die Größenordnung von a^2 nach Gleichung 13) zu

$$a^2 = \text{(rund) } 10^{13} \quad \ldots\ldots\ldots \quad 20)$$

Da $\xi^2 < L^2$, also $\xi^2 < {}^1/_{100}$, so kann in Gleichung 14) Reihenentwickelung eintreten unter Vernachlässigung höherer Potenzen als L^2/a^2. Die Integrationsgrenzen in Gleichung 14) werden wegen Gleichung 10) nunmehr: $-L/2$ und $+L/2$.

Es ergibt sich schließlich:

$$E = X_{min} . L\,(1 + L/8\,a) \quad \ldots\ldots \quad 21)$$

$L/8\,a$ stellt den relativen Überschuß des mittleren Feldes, wie es sich aus Potentialdifferenz und Elektrodenabstand ergibt, über das in der Mitte herrschende kleinste Feld dar. Der Überschuß ist wegen Gleichung 20) von der Ordnung:

$$10^{-8},$$

während er nach Herrn PLANCKS Berechnung zur Erklärung der Abweichungen zwischen Beobachtung und Relativtheorie etwa

$$10^{-1}$$

betragen müßte.

Es bleibt noch übrig, den Nachweis zu führen, daß die Vernachlässigung der Diffusion und Wiedervereinigung berechtigt war:

Für $k = k'$ kann man Gleichung 2) schreiben:

$$\frac{j}{k} = (\varrho + \varrho')\,X - \frac{RT}{4\pi e} \cdot \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} \quad \ldots\ldots \quad 22)$$

Es ist

$$j/k = q\,L/k = \frac{10^{-4} . 10^{-1}}{4 . 10^6} = 2{,}5 . 10^{-12} . \quad \ldots \quad 23)$$

Nach Gleichung 12) ist $\partial X/\partial \xi = \frac{\varkappa q \xi}{2\,X}$, also $\partial^2 X/\partial \xi^2 = \frac{\varkappa q}{2\,X} - \frac{\varkappa^2 q^2 \xi}{4\,X^3}$ oder unter Vernachlässigung des zweiten Gliedes:

$$\partial^2 X/\partial \xi^2 = \frac{\varkappa q}{2\,X} = \frac{10^{-5} . 10^{-4}}{2 . 67} = \text{(rund) } 10^{-11} \quad \ldots \quad 24)$$

Also:

$$\frac{RT}{4\pi e} \cdot \frac{\partial^2 X}{\partial \xi^2} = \frac{83 . 10^6 . 300 . 10^{-11}}{4\,\pi . 3 . 10^{14}} = \text{(rund) } 10^{-16} \quad \ldots \quad 25)$$

Vergleichung mit 23) zeigt, daß das Diffusionsglied höchstens etwa $^1/_{10000}$ des Stromes ausmachen kann.

Für das Wiedervereinigungsglied erhält man als Größenordnung: $\alpha = 3000$, $\varrho = j/2\,k X = 10^{-12}/67$, also:

$$\alpha \varrho \varrho' = \text{(rund) } 10^{-24} \quad \ldots \ldots \quad 26)$$

d. i. unendlich klein gegen q.

Damit ist die Berechtigung der gemachten Vernachlässigungen erwiesen.

Bonn, Physikalisches Institut der Universität, Oktober 1907.

Über den Austritt negativer Ionen aus einigen glühenden Metallen und aus glühendem Calciumoxyd[1]; von *Fritz Deininger*.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Erlangen.)

(Vorgelegt in der Sitzung vom 1. November 1907.)

(Vgl. oben S. 646.)

A. Einleitende Bemerkungen.

Für den Austritt negativer Elektronen aus Metalldrähten hat Herr RICHARDSON[2]) folgende Formel aufgestellt:

$$C_\Theta = A . \sqrt{\Theta} . e^{-B/\Theta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Hierin bedeutet C_Θ die Sättigungsstromdichte in elektrostatischen Einheiten bei der absoluten Temperatur Θ des Metalldrahtes. A und B sind konstante Größen. Um zu prüfen, ob experimentell gefundene Werte von C_Θ und Θ die Gleichung (1) befriedigen, hat RICHARDSON dieselbe logarithmiert und so eine Gleichung von der Form

$$y = a - bx \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

erhalten, worin $y = \log C_\Theta - {}^1/_2 \log \Theta$; $x = 1/\Theta$; $a = \log A$ und $b = B \log e$ ist. Die aus C_Θ und Θ berechneten Werte von x und y müssen daher nach RICHARDSONs Theorie im Diagramm auf einer Geraden liegen. RICHARDSON fand die aus seinen Voraussetzungen erhaltenen Folgerungen zunächst durch Experimente mit glühendem Platin bestätigt. Weiter beobachtete er bei der Untersuchung von glühender Kohle[3]) dieselben charakteristischen Erscheinungen wie bei glühendem Platin. Doch war die Emission aus Kohle bedeutend stärker als bei jenem Metall.

---

[1]) Die Ausführung der folgenden Versuche wurde wesentlich dadurch erleichtert, daß Herrn Prof. Dr. E. WIEDEMANN zur Untersuchung der Erscheinungen in heißen Gasen in dankenswerter Weise von dem Elisabeth Thompson Fund Mittel zur Verfügung gestellt wurden; aus ihnen wurden einige der benutzten Apparate angeschafft.

[2]) O. W. RICHARDSON, Proc. Cambr. Phil. Soc. 11, 286, 1901.

[3]) O. W. RICHARDSON, Phil. Trans. (A) 201, 518—532, 1903.

A. Wehnelt[1]) hat gezeigt, daß Platindraht, der auf seiner Oberfläche gewisse Metalloxyde trägt, in glühendem Zustande in viel höherer Zahl Elektronen aussendet als reines Platin und als reine Kohle. Als besonders wirksam erwiesen sich die Oxyde der Erdalkalimetalle Baryum, Strontium und Calcium. Die Richardsonsche Formel wurde durch Wehnelts Untersuchung auch für oxydbedecktes Platin bestätigt. Diese Versuchsergebnisse haben Wehnelt veranlaßt, die Fähigkeit zur Aussendung negativer Ionen allein den wirksamen Metalloxyden zuzuschreiben. Die bei glühendem Platin und bei glühender Kohle auftretenden Erscheinungen würden nach Wehnelt auf noch vorhandene Verunreinigungen durch solche Oxyde zurückzuführen sein. Im Gegensatz hierzu ist nach Richardson die Möglichkeit nicht ausgeschlossen, daß die negativen Ionen aus dem Metall selbst stammen, und daß auf dessen Oberfläche vorhandenes wirksames Metalloxyd lediglich modifizierend auf das Austreten der negativen Ionen wirkt, insofern als es die Arbeit herabsetzt, welche ein Elektron beim Verlassen des Metalles leistet. Um diese Frage zu entscheiden, habe ich mit Platin, Kohle, Tantal und Nickel sowohl bei fehlender als auch bei vorhandener Bedeckung mit Calciumoxyd Versuche angestellt, deren Anordnung und Ergebnisse im folgenden beschrieben sind.

B. Die Versuche.

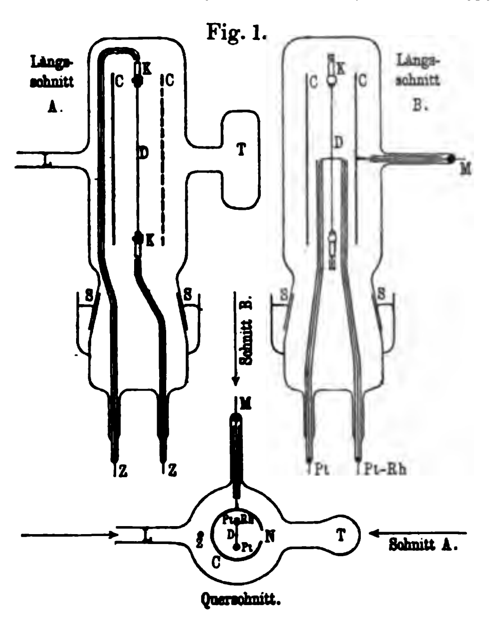
Die Anordnung des benutzten Rohres zeigt die Fig. 1. Der Versuchsdraht D ist längs der Rohrachse angebracht und, um ihn leicht auswechseln zu können, in den Klemmen K, K an den stromzuführenden Drähten Z, Z befestigt. Letztere bestehen aus einer Anzahl von dünnen Kupferdrähten und werden durch je eine Glasröhre isoliert und versteift. Zur Messung der Temperatur des Drahtes sind in dessen Mitte die beiden (0,025 mm dicken) Drähte *Pt* und *Pt-Rh* eines Thermoelementes angelötet und führen, durch Glasröhren isoliert und gehalten, in der durch die Figur angegebenen Weise nach außen. Durch vier Doppellötungen und ebensoviele Einschmelzstellen ist das System, das Draht und Thermoelement enthält, im unteren Teil des Rohres befestigt.

---

[1]) A. Wehnelt, Ann. d. Phys. (4) 14, 425, 1904.

Im oberen Teil desselben ist koaxial zum Draht der Messingzylinder C (3 cm Durchmesser) an einem in ihn seitlich eingeschraubten starken Draht M angebracht. Ein großer Schliff S sowie ein Längsspalt N am Messingzylinder ermöglichen es, den unteren Teil des Rohres aus dem oberen und aus dem Messingzylinder herauszunehmen, wenn das Auswechseln der Drähte, das Bestreichen derselben mit Calciumnitrat oder das Anlöten des Thermoelementes nötig ist. Um eine Trübung der dem Spalt N gegenüberliegenden Rohrwand infolge der Metallzerstäubung zu vermeiden, ist an entsprechender Stelle ein Tubus angeblasen mit einem kleineren Rohr T, dessen Achse dem Draht parallel ist.

Fig. 1.



Die Versuche geben den Zusammenhang zwischen Drahttemperatur und Sättigungsstromdichte, und zwar für Platin, Kohle, Tantal und Nickel sowohl bei fehlender als auch bei vorhandener Bedeckung mit Calciumoxyd. Einige der hierfür erhaltenen Daten sind in den Tabellen 1 und 2 zusammengestellt. Die Zahlen in diesen Tabellen bedeuten die Dichte des Sättigungsstromes in 10^{-8} Amp.

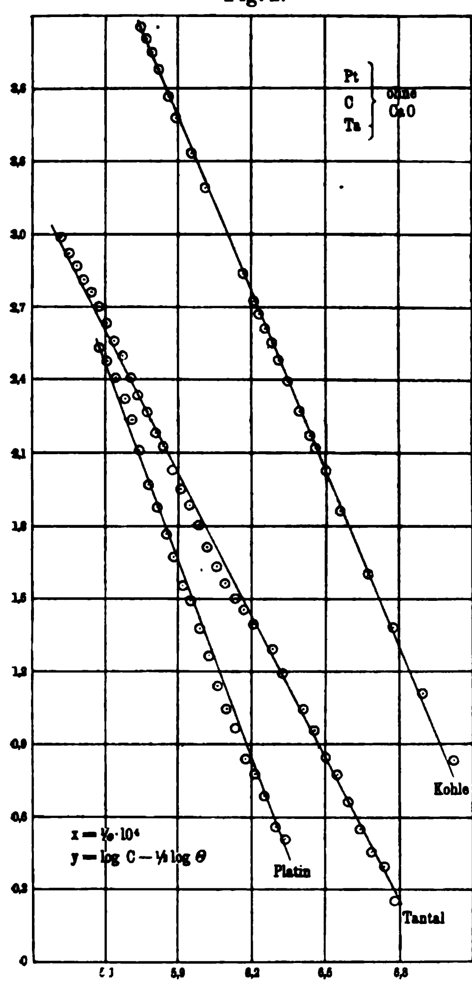
Tabelle 1.

Drahttemperatur	Platin ohne CaO	Kohle ohne CaO	Tantal ohne CaO	Nickel ohne CaO
1300°	4	300	20	< 1
1350	11	950	40	?
1400	35	2500	85	?
1450	110	7000	200	50?

Tabelle 2.

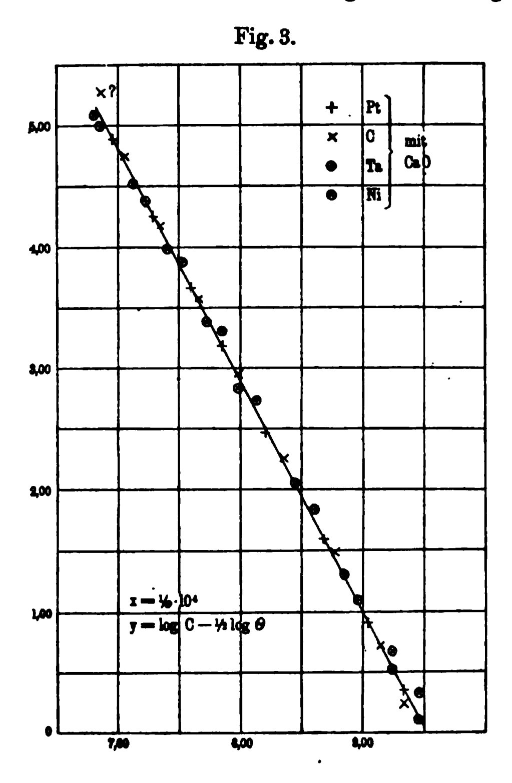
Draht-temperatur	Platin mit CaO	Kohle mit CaO	Tantal mit CaO	Nickel mit CaO
800°	2,6	2,2	2,7	3,6
850	16,0	20,0	18,0	19,3
900	93,0	106,0	118,0	86,0
950	410,0	460,0	560,0	400,0
1000	1 800,0	2 000,0	2 200,0	1 600,0
1050	6 400,0	7 200,0	8 000,0	6 200,0
1100	21 000,0	20 000,0	25 000,0	21 000,0
1150	73 000,0	81 000,0	71 000,0	75 000,0

Fig. 2.



Den Zusammenhang zwischen den Größen $x = 10^4/\Theta$ (Abszissen) und $y = \log C - {}^1/_2 \log \Theta$ (Ordinaten) stellen für Platin, Kohle und Tantal ohne Calciumoxyd die Kurven der Fig. 2 graphisch dar. Für Calciumoxyd tragenden Platin-, Kohle-, Tantal- und Nickeldraht wird diese Beziehung durch Fig. 3 gegeben.

Fig. 3.



Die Kurven der Figuren 2 und 3 sind gerade Linien und bestätigen somit die RICHARDSONsche Formel. Bei den mit Calciumoxyd bedeckten Drähten fallen die Geraden in eine einzige zusammen, während die Geraden für nicht mit Calciumoxyd bedeckten Platin-, Kohle- und Tantaldraht verschiedene Lage einnehmen. Aus den Konstanten der in den beiden Kurventafeln gezeichneten Geraden lassen sich die Werte von n, d. i. der Zahl der negativen Ionen im Einheitsvolumen des Metalles, Φ, d. i. die Arbeit, die ein Ion beim Verlassen des Metalles leistet, und $\delta\varphi$,

d. i. die Diskontinuität des Potentiales an der Metalloberfläche berechnen. Tabelle 3 stellt diese Werte zusammen.

Tabelle 3.

	Platin	Kohle	Tantal	CaO (Mittel)
n	$5{,}1 \cdot 10^{21}$	$7{,}8 \cdot 10^{21}$	$4{,}5 \cdot 10^{17}$	$1{,}8 \cdot 10^{22}$
Φ (Erg)	$14{,}9 \cdot 10^{-12}$	$13{,}4 \cdot 10^{-12}$	$10{,}8 \cdot 10^{-12}$	$10{,}5 \cdot 10^{-12}$
$\delta\varphi$ (Volt)	7,5	6,7	5,4	5,2

n sowie Φ und $\delta\varphi$ hat einen für jedes Metall charakteristischen Wert. Die Unterschiede verschwinden jedoch, wenn die Metalle eine Schicht von Calciumoxyd tragen. Die in diesem Fall erhaltenen Werte sind daher als dem Calciumoxyd eigentümliche Größen zu betrachten. n ist bei Calciumoxyd nur rund zweimal so groß als bei reiner Kohle, dagegen rund 10000 mal so groß als bei reinem Tantal. Φ und ebenso $\delta\varphi$ ist zwar in allen Fällen von derselben Größenordnung, jedoch haben, wie die RICHARDSONsche Formel zeigt, kleine Größenunterschiede von Φ oder $\delta\varphi$ bezüglich der Zahl der emittierten Ionen beträchtliche Unterschiede zur Folge. Am kleinsten ist Φ für Calciumoxyd, am größten für Platin. n ist am größten für Calciumoxyd, am kleinsten für Tantal.

C. Die Versuchsresultate.

1. Platin, Kohle, Tantal und Nickel senden in glühendem Zustande bei fehlender und bei vorhandener Bedeckung mit Calciumoxyd negative Ionen aus. Die Beziehung zwischen Spannung und Strom trägt in allen diesen Fällen denselben Charakter. Es wurden überall ausgeprägte Sättigungsströme erhalten. Die geringste hierzu erforderliche Spannung lag stets zwischen 20 und 25 Volt. Die RICHARDSONsche Formel für die Beziehung zwischen Drahttemperatur und Sättigungsstrom findet sich bei allen Versuchen bestätigt.

2. Glühende, nicht mit Calciumoxyd bedeckte Platin-, Kohle-, Tantal- und Nickeldrähte unterscheiden sich beträchtlich bezüglich der Anzahl der von ihnen ausgesandten negativen Ionen, d. h. der Stärke der Sättigungsströme. Desgleichen hat n, d. i. die

Zahl der in 1 ccm des Metalles enthaltenen negativen Ionen, sowie Φ, d. i. die von einem Ion beim Verlassen des Metalles geleistete Arbeit, je einen für das betreffende Metall charakteristischen Wert.

3. Glühende, mit Calciumoxyd bedeckte Platin-, Kohle-, Tantal- und Nickeldrähte zeigen bezüglich der Anzahl der emittierten negativen Ionen keine Verschiedenheit. Die Werte von n und Φ sind in den vier Fällen die gleichen.

4. Die Zahl der ausgesandten negativen Ionen, d. h. der Sättigungsstrom, ist für ein und dasselbe Metall viel größer bei vorhandener als bei fehlender Bedeckung mit Calciumoxyd.

5. Die erhöhte Emissionsfähigkeit von Calciumoxyd tragenden Drähten ist nicht verursacht durch einen modifizierenden Einfluß, den das Calciumoxyd auf das Austreten der negativen Ionen aus dem Metalle ausübt, sondern das Calciumoxyd selbst sendet die negativen Ionen aus.

6. Auf die Aussendung negativer Ionen aus glühendem Calciumoxyd hat das Metall, auf dem das Calciumoxyd sich befindet, auch dann keinen Einfluß, wenn die theoretisch gefundene Zahl der im Einheitsvolumen des Metalles enthaltenen Ionen eine sehr beträchtliche ist. Es ist möglich, daß die negativen Ionen sich nicht ungehindert durch die Grenzfläche zwischen dem Metall und dem Calciumoxyd bewegen können, so daß die Zahl der hindurchpassierenden Ionen gegenüber den im Calciumoxyd vorhandenen für die Emission nicht in Betracht kommt.

7. Die Aussendung negativer Ionen aus glühenden Metallen hängt hiernach bedeutend von der Natur der Metalloberfläche (Verunreinigungen durch Metalloxyde usw.) ab. Unregelmäßige Abgabe negativer Elektrizität aus glühenden Metallen, wie solche häufig beobachtet wird[1], ist auf Veränderung der Metalloberfläche durch chemische Reaktion, Zerstäuben des Metalles und Freiwerden absorbierter Gase[2] zurückzuführen.

---

[1]) O. W. Richardson, Phil. Trans. (A) 201, 518 ff., 1903. H. A. Wilson, Phil. Trans. (A) 202, 272—273, 1904.

[2]) H. A. Wilson, Proc. Roy. Soc. (A) 72, 272, 1903. O. W. Richardson, Proc. Roy. Soc. (A) 78, 192, 1906.

Elektrochemisches Äquivalent und Temperatur;
von
Friedrich Kohlrausch und Rudolf H. Weber.

(Eingegangen am 8. November 1907, vorgelegt in der Sitzung vom 15. November 1907.)

(Vgl. unten S. 697.)

Die Untersuchung, über welche hier ein erster Bericht gegeben wird, bildet einen Teil von voltametrischen Studien, zu denen die JAGOR-Stiftung in Berlin die Mittel bewilligt hat.

Die Frage, ob das elektrochemische Äquivalent durch irgend einen Einfluß geändert werden kann, oder ob es eine vollkommen unveränderliche Naturkonstante ist, gehört zu den Fundamentalproblemen der Physik und Chemie. Wenn man die Frage schon jetzt mit Sicherheit dahin bejahen darf, daß die Stromdichte auch nicht den geringsten Einfluß ausübt, so wurde der andere mögliche Faktor, die Temperatur, doch noch wenig behandelt, und man muß zugeben, daß, für die Elektrochemie und ganz besonders jetzt für die Elektronentheorie, der Frage nach vollkommener Konstanz eine Tragweite zukommt, welche verlangt, daß man die Untersuchung auch nach dieser Seite bis zur äußersten möglichen Schärfe durchführt.

Als eine wertvolle, und zwar wohl die einzige ad hoc angestellte Messung besitzen wir die vor zwei Jahrzehnten ausgeführten Versuche am Silbervoltameter, welche Lord RAYLEIGH und Mrs. SIDGWICK im Anhange zu ihrer bekannten Arbeit mitteilen [1]). Hier ergab sich bei 50° ein durchschnittlicher Überschuß über 4° um etwa 0,8 mg Silber bei 2 g Gesamtniederschlag, entsprechend also einem Temperaturkoeffizienten von nahezu $+ {}^1/_{100000}$ auf 1 Grad.

In diesem, wie die Verfasser sagen, small but apparently real increase, spricht sich aus, daß das Silbervoltameter für praktische

---

[1]) Phil. Trans. 1884, II, on the electrochemical Equivalent of silver, S. 457.

Zwecke so gut wie unabhängig von der Temperatur ist. Mit Recht aber betonen die Verfasser, daß die chemische Bedeutung des elektrochemischen Äquivalents durch das Resultat vermindert wird.

Nun ist seitdem einerseits das Interesse an der Frage durch die Elektronentheorie noch gewachsen, deren Durchsichtigkeit auch durch eine geringfügige Inkonstanz des elektrochemischen Äquivalents verletzt wird, auf der anderen Seite wurde von SCHUSTER und CROSSLEY die bekannte, später vielseitig bearbeitete Fehlerquelle des Silbervoltameters aufgedeckt, wonach der, durch die Anodenvorgänge in einer Silbernitratlösung entstehende Sauerstoffverlust bewirken kann, daß die Menge des Silberniederschlages bis zu etwa $^1/_{1000}$ zu groß ausfällt. Da nun der verbrauchte Sauerstoff in der warmen Lösung einen unvollständigeren Ersatz aus der Atmosphäre finden wird, als in der kalten, so ist nicht ausgeschlossen, daß jener, $^4/_{10000}$ betragende Überschuß mit diesem Umstande zusammenhing.

Es erscheint daher angezeigt, die Frage neu zu behandeln.

1. Das Verfahren.

Dies geschieht hier in der Weise, daß man versucht, ob an der Übergangsstelle eines Stromes zwischen ungleich warmen Strecken einer Lösung Ionen frei werden, was der Fall sein muß, wenn die Konstante des FARADAYschen Gesetzes von der Temperatur abhängt. (Man wird sich freilich sofort einer Fremdartigkeit dieser Folgerung bewußt, insofern nämlich das Abscheiden der „Ionen" hier nicht mit einem Freiwerden von Elektrizität verbunden sein würde; die an einer Wechselstelle des elektrochemischen Äquivalents überschüssig werdenden wandernden Körper würden als gewöhnliche Massen abgeschieden werden.)

Es ist nun zu überlegen, wie diese in die Erscheinung treten würden. Was die Kationen betrifft, so hätte man zu erwarten, daß schwere Metalle als solche sichtbar werden. In unseren Beispielen mit Salzen von Alkalimetallen würden im Wasser OH-Verbindungen entstehen und eine alkalische Reaktion bewirken müssen. Von den für uns in Betracht kommenden Anionen NO_3 und ClO_3 wäre zu erwarten, daß sie durch ihr Freiwerden im Wasser zu saurer Reaktion führen würden; bei Br und J liegt

kein Grund zu dieser Annahme vor. Vom Jod würde man in Gegenwart von Amylum anzunehmen haben, daß eine Ausscheidung Jodamylum bilden würde, welches am Orte liegen bleibt.

Man beobachtete gleichzeitig an je einer Übergangsstelle des Stromes von kalt zu warm und von warm zu kalt.

2. Theorie des Vorganges.

Ein Elektrolyt bestehe aus zwei aneinanderstoßenden Gebieten von den Temperaturen θ und θ', durch deren Trennungsschicht ein Strom J von θ' zu θ fließe. Das elektrochemische Äquivalent — definiert als die Summe der vom Strome 1 in der Zeiteinheit durch einen Querschnitt geführten Gramm-Äquivalente — habe beiderseitig die Werte $\mathfrak{E}'$ und $\mathfrak{E}$; für das Überführverhältnis des Anions gelte, nach HITTORFs Bezeichnung, der Wert $\mathfrak{n}'$ bzw. $\mathfrak{n}$, also für das Kation $1-\mathfrak{n}'$ bzw. $1-\mathfrak{n}$.

Hiernach treten in der Zeit t an die Trennungsschicht heran die Anzahl Äquivalente

	des Anions	des Kations
aus dem Gebiete θ'	$-Jt\mathfrak{E}'\mathfrak{n}'$	$+Jt\mathfrak{E}'(1-\mathfrak{n}')$;
aus dem Gebiete θ	$+Jt\mathfrak{E}\mathfrak{n}$	$-Jt\mathfrak{E}(1-\mathfrak{n})$;
zusammen also	$Jt[\mathfrak{E}\mathfrak{n}-\mathfrak{E}'\mathfrak{n}']$	$Jt[(\mathfrak{E}\mathfrak{n}-\mathfrak{E}'\mathfrak{n}')+(\mathfrak{E}'-\mathfrak{E})]$.

Die Gesamtwirkung besteht demnach aus einer Zunahme

um $Jt(\mathfrak{E}'-\mathfrak{E})$ Äquivalente des Kations . . . 1a)

und um $Jt(\mathfrak{E}\mathfrak{n}-\mathfrak{E}'\mathfrak{n}')$ Salzäquivalente . . . . . 1b)

Ist $\mathfrak{E}'<\mathfrak{E}$, so bedeutet Gleichung 1a) eine Zunahme des Anions.

Ungleichheit der beiderseitigen Überführverhältnisse bewirkt also in der Grenzschicht nur eine Änderung des Salzquantums, aber niemals eine Ausscheidung eines einzelnen Ions, was schon bei einer anderen Frage früher betont wurde [1]).

Eine Unsymmetrie des elektrochemischen Äquivalents hingegen durchbricht nach Gleichung 1a) den sonst im Innern von Lösungen herrschenden Grundsatz, indem sie sich in der Ausscheidung eines Ions äußert, und zwar ist dieser, uns interessierende Teil der Wirkung, ebenso wie die Ausscheidung an einer Elektrode, unabhängig von den Wanderungsverhältnissen.

Das Ausbleiben der Reaktion würde beweisen, daß $\mathfrak{E}'=\mathfrak{E}$ ist.

[1]) KOHLRAUSCH, Wied. Ann. 26, 210, 1885.

3. Anpassung der Theorie an die Versuche.

Der Wechsel von $\mathfrak{E}$ findet in Wirklichkeit nicht sprungweise, sondern stetig in einem Übergangsgebiete der Temperatur statt. Man sieht ohne weiteres, daß die Ausdrücke (1) dann die Zunahmen innerhalb einer beliebigen Strecke darstellen, wenn $\mathfrak{E}'$ und $\mathfrak{E}$ usw. an der Ein- und Austrittsstelle des Stromes gelten.

Für die Strecke zwischen den Punkten x und $x + dx$ einer nach der Richtung der elektrolysierten Säule gelegten Abszissenachse x gilt also das folgende, wobei angenommen werde, das Kation trete bei $x + dx$ ein, d. h. der Strom fließe nach negativem x; seine Stärke sei J, der Querschnitt q. Die Geschwindigkeit, mit welcher die Konzentration σ des sich im Volumelement $q\,dx$ zwischen den Endwerten $\mathfrak{E} + d\mathfrak{E}$ und $\mathfrak{E}$ des elektrochemischen Äquivalents ausscheidenden Ions vermöge dieser Ausscheidung wächst, heiße, auf das Kation bezogen, $(\partial\sigma/\partial t)_{\mathrm{I}}$; dann folgt aus Gleichung 1 a)

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial t}\right)_{\mathrm{I}} = + \frac{J}{q} \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial x} \quad \ldots \ldots \ldots \quad \mathrm{I)}$$

Gleichzeitig hiermit geht aber im allgemeinen, nämlich wenn das sich ausscheidende Ion mit dem Wasser einen neuen Elektrolyt bildet, eine zweite Konzentrationsänderung $(\partial\sigma/\partial t)_{\mathrm{II}}$ durch Ionenwanderung vor sich. Um der Anschaulichkeit willen werde $\partial\mathfrak{E}/\partial x$ positiv angenommen, so daß tatsächlich Kation überschüssig wird; als Beispiel mag eine Lösung von $NaNO_3$ gedacht werden, in welcher also als Produkt der Abscheidung $NaOH$ auftritt.

Es wandern also in der Lösung Na nach abnehmendem und NO_3 sowie OH nach wachsendem x; die Ionenbeweglichkeiten mögen bzw. a, r und s heißen. Die Konzentrationen seien η für $NaNO_3$ und σ für $NaOH$. Dann gilt für die durch Wanderung entstehende Konzentrationsänderung von σ, wenn $\varkappa$ das Leitvermögen der Lösung bezeichnet[1]):

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial t}\right)_{\mathrm{II}} = - \frac{J}{q} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{s\sigma}{\varkappa}\right).$$

[1]) Vgl. KOHLRAUSCH, Wied. Ann. 62, 224, Gl. 20, Nr. 4; 1897. Der daselbst gebrauchten Stromdichte i entspricht hier J/q; die Umkehrung des Vorzeichens rührt davon her, daß wir die Stromrichtung nach fallendem x eingeführt haben.

Wir vernachlässigen den als relativ sehr klein vorausgesetzten Teil des Leitvermögens, welcher von dem gebildeten $NaOH$ herrührt. Dann würde, wenn wir die Konzentration η, so wie l. c. geschehen ist, nach elektrochemischen Äquivalenten zählen würden, $\varkappa = (a + r)\eta$ sein; vgl. l. c. S. 213, Gleichung 5). Da wir aber hier, wo die Veränderlichkeit des elektrochemischen Äquivalents $\mathfrak{E}$ zur Untersuchung steht, nach gewöhnlichen Massenäquivalenten zählen mußten, so wird

$$\varkappa = (a + r)\frac{\eta}{\mathfrak{E}}$$

und man erhält also:

$$\left(\frac{\partial \sigma}{\partial t}\right)_{\mathrm{II}} = -\frac{J}{q}\frac{\partial}{\partial x}\left(\mathfrak{E}\frac{s\sigma}{(a+r)\eta}\right) \quad \ldots \ldots \quad \mathrm{II})$$

Die Gesamtänderung von σ stellt sich demnach durch Addition der Ausdrücke I und II dar in der Differentialgleichung

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{J}{q}\frac{\partial}{\partial x}\left(\mathfrak{E} - \mathfrak{E}\frac{s}{a+r}\frac{\sigma}{\eta}\right) \quad \ldots \ldots \quad 2)$$

$\mathfrak{E}$ ist bei uns eine durch die Temperaturen längs der x-Achse bestimmte Funktion. Wir wollen diese Temperaturen zeitlich konstant halten, dann wird $\mathfrak{E}$ also eine reine Funktion von x.

Stationärer Zustand. Nach Gleichung 2) ist eine Verteilung von σ, die der Bedingung genügt

$$\mathfrak{E} - \mathfrak{E}\frac{s}{a+r}\frac{\sigma}{\eta} = \mathrm{Konst}_x,$$

zeitlich stationär. Gilt dann an einem Punkte, wo $\sigma = 0$ bleibt, $\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0$, so wird Konst $= \mathfrak{E}_0$ und es entsteht für den stationären Zustand die einfache, den Querschnitt und die Stromstärke nicht mehr enthaltende Beziehung

$$\sigma = \frac{\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0}{\mathfrak{E}}\frac{a+r}{s}\eta \quad \ldots \ldots \ldots \quad 3)$$

Integration der Gleichung 2). Wir führen zu diesem Zwecke die folgenden Vereinfachungen ein. In dem Faktor des selbst sehr klein bleibenden σ werden die Änderungen, denen $\mathfrak{E}$ mit dem Orte und η [nach Gleichung 1b), S. 683] mit der Zeit unterliegt, als gegen $\mathfrak{E}$ und η selbst sehr klein vernachlässigt; wir schreiben in diesem Faktor $\mathfrak{E} = \mathfrak{E}_0$. Ferner behandeln wir

den Quotienten der Beweglichkeiten $(a + r)/s$, der ja im allgemeinen von der Temperatur abhängt, einstweilen als konstant, so daß der ganze Faktor von σ als Konstante erscheint. Bezeichnen wir diesen

$$\mathfrak{E}_0 \frac{s}{a+r} \frac{1}{\eta} = P \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 4)$$

so wird nun die Differentialgleichung 2) dargestellt durch

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} = \frac{J}{q} \frac{\partial}{\partial x} (\mathfrak{E} - P\sigma) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 5)$$

Das Integral dieser Gleichung ist

$$\sigma - \frac{1}{P} \mathfrak{E} = F\left(x - \frac{J}{q} Pt\right), \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 6)$$

wo σ und $\mathfrak{E}$ für den Punkt x gelten. Die Form der willkürlichen Funktion F bestimmt sich aus dem Anfangszustande folgendermaßen. Bei Beginn des Versuches, $t = 0$, ist $\sigma = 0$. Also wird $F(x) = -\frac{1}{P} \mathfrak{E}_{(x)}$, wo der Index ausdrücken soll, daß $\mathfrak{E}$ sich auf den Punkt x bezieht. Folglich ist

$$F\left(x - \frac{J}{q} Pt\right) = -\frac{1}{P} \mathfrak{E}_{\left(x - \frac{J}{q} Pt\right)}$$

und es entsteht das Resultat

$$\sigma = \frac{1}{P} \left[\mathfrak{E}_{(x)} - \mathfrak{E}_{\left(x - \frac{J}{q} Pt\right)}\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 7)$$

Diese Form des Integrals deutet sich in folgender einfacher Weise. Die nach der Stromdauer t entstandene Dichtigkeit σ des Ions, welches durch eine örtliche Verschiedenheit des elektrochemischen Äquivalents $\mathfrak{E}$ ausgeschieden und seitdem mit dem Strome gewandert ist, wird für einen beliebigen Ort (x) dadurch gefunden, daß man die Differenz zwischen $\mathfrak{E}$ an diesem und an dem um $\frac{J}{q} Pt$ zurückliegenden Orte durch P dividiert. Die Konstante P ist $= \mathfrak{E}_0 \frac{s}{a+r} \frac{1}{\eta}$, wo $\mathfrak{E}_0$ das gewöhnliche elektrochemische Äquivalent, η die Konzentration der Versuchslösung, a und r bzw. s die elektrolytischen Beweglichkeiten der Ionen

dieser Lösung, bzw. des aus dem Lösungsmittel entnommenen neuen Ions bedeuten.

Die Ableitung wurde an einen bestimmten Vorgang (das Freiwerden von Alkali) angeschlossen; man übersieht jedoch, daß sie, auf einen Fall angewendet, wo umgekehrt ein überschüssig werdendes Säureradikal mit dem Wasser eine Säure bilden würde, zum gleichen Endresultat führt. Im früheren Falle bedeutet s die Beweglichkeit von OH, im letzteren die von H.

Den quantitativen Folgerungen aus unseren Versuchen ist diese Form des Resultats besonders günstig, denn aus ihr können wir, ohne daß über die absolute Größe der Veränderlichkeit von $\mathfrak{E}$ etwas bekannt zu sein braucht, sofort die relative Verteilung der Dichtigkeit unserer hypothetischen Neubildung ableiten und vor allem berechnen, wann an einem Punkte die Konzentration der neuen Ionen den stationären Zustand erreicht hat. Diese Frage beantwortet sich aus Gleichung 7) und der daraus abgeleiteten Regel offenbar dahin, daß jener Punkt von einem Punkte, dessen beharrlicher Zustand bekannt ist, nicht weiter entfernt sein darf als um die Strecke

$$L = \frac{J}{q} \mathfrak{E}_0 \frac{s}{a + r} \frac{1}{\eta} t \quad \ldots \ldots \quad 8)$$

Es wird sich zeigen, daß diese Strecke bei allen Versuchen das ganze interessierende Gebiet umfaßte, daß also auf die Beurteilung des Versuches die einfache, für den stationären Zustand geltende Gleichung 3) Anwendung findet.

4. Beispiel der Anwendung.

An einem Versuche mit Natriumnitrat werde zunächst die Strecke L [vgl. Gleichung 8)] des stationären Zustandes am Schluß des Versuches berechnet, gemessen von demjenigen Endpunkte an, von welchem aus OH (bzw. H) in dem Gebiete wandert.

Die Lösung enthielt $\eta = 0{,}0048$ g-Äqu./ccm; die Versuchsdauer war $t = 5000$ sec; die Stromstärke $J = 0{,}10$ Amp., der Querschnitt $q = 0{,}20$ qcm. Das elektrochemische Äquivalent beträgt bekanntlich 0,000 010 4 g-Äqu./Amp. sec.

Das Verhältnis $s/(a + r)$ der Beweglichkeit von OH (bzw. H) zu $(Na + NO_3)$ ist nur in verdünnter Lösung bekannt. Für

unsere Zwecke wird es genügen, wenn derselbe Wert benutzt wird. Nun trifft freilich die Annahme der Konstanz des Quotienten, welche bei der Integration der Differentialgleichung eingeführt werden mußte, wegen der variabelen Temperatur nicht zu; der Quotient nimmt mit steigender Temperatur ab. Man sieht jedoch aus Gleichung 8), daß, wenn der kleinste für die höchste Temperatur (66°) geltende Wert eingesetzt wird, die wirkliche Strecke L jedenfalls nicht kleiner ist, als die berechnete. Deswegen nehmen wir diesen Wert des Quotienten, welcher bei 66° sich für OH zu 1,4, für H zu 2,2 ergibt[1]).

Setzt man diese Zahlenwerte in Gleichung 8) ein, so findet man auf der OH-Seite $L = 7^1/_2$ cm und auf der H-Seite $L = 12$ cm. Da nun die Übergangsgebiete der Temperatur je etwa 6 cm betrugen, so war in ihnen der Zustand von σ stationär geworden und man hat nach Gleichung 3) $\sigma = \frac{\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0}{\mathfrak{E}} \frac{a + r}{s} \eta$ zu berechnen.

Wir führen nun die Temperatur θ und den Temperaturkoeffizienten ϵ des elektrochemischen Äquivalents $\mathfrak{E}$ ein und schreiben:

$$\frac{\mathfrak{E} - \mathfrak{E}_0}{\mathfrak{E}} = \epsilon(\theta - \theta_0), \text{ also } \sigma = \epsilon(\theta - \theta_0) \frac{a + r}{s} \eta \quad . \quad 9)$$

Die Lösung im U-Rohr hat zwei warme Schenkel und eine kalte untere Verbindungsstrecke. Positives ϵ muß auf der Anodenseite alkalische (OH), auf der Kathodenseite saure (H) Reaktion bewirken, negatives ϵ das umgekehrte.

Für θ und θ_0 sollen die Endtemperaturen 66° und 16° auf der etwa 4 cm langen Strecke steilen Gefälles eingesetzt werden, also $\theta - \theta_0 = 50°$. Für $(a + r)s$ werde, da man von vornherein ϵ positiv oder negativ vermuten kann, da man also nicht weiß, ob die stärkste Reaktion an den warmen oder den kalten Enden der Schenkel zu erwarten wäre, der für das Ergebnis ungünstigere Wert bei der niederen Temperatur angenommen, d. i. 0,6 auf der OH-Seite und 0,33 auf der H-Seite. Da endlich $\eta = 0{,}0048$, so gilt für die Stellen stärkster Reaktion

---

[1]) Die Grundlagen dieser Berechnungen s. bei KOHLRAUSCH, Sitzungsber. d. Berl. Akad. 1901, S. 1031.

$$\sigma_{OH} = \epsilon . 50 . 0,6 . 0,0048 = \epsilon . 0,14;$$
$$\sigma_{H} = \epsilon . 50 . 0,33 . 0,0048 = \epsilon . 0,08.$$

Nun war festgestellt worden (vgl. S. 692), daß eine Änderung der Neutralität der Lösung um $0,0_6 14$ g-Äqu./ccm an der Lackmusfarbe noch erkennbar war, daß also ein σ von diesem Betrage sich durch einen Farbenkontrast hätte bemerklich machen müssen. Ein solcher wurde indessen weder innerhalb eines der Schenkel, noch zwischen beiden wahrgenommen.

Aus dem Ausbleiben der Reaktion ist demnach zu schließen:

auf der OH-Seite $\epsilon . 0,14 < 0,0_6 14; \quad \epsilon < 1 . 10^{-6};$

auf der H-Seite $\epsilon . 0,08 < 0,0_6 14; \quad \epsilon < 2 . 10^{-6}.$

Der ausbleibende Kontrast zwischen beiden Schenkeln sagt:

$$\epsilon . 0,22 < 0,0_6 14; \quad \epsilon < 0,6 . 10^{-6}.$$

Diese negativen Ergebnisse sprechen für die Annahme, daß ein Temperatureinfluß des elektrochemischen Äquivalents, wenn er überhaupt existiert, im positiven oder negativen Sinne die Ordnung von einem Milliontel auf 1^0 nicht überschreitet.

5. Das Experiment.

Die Lösung wurde durch den elektrolysierenden Strom selbst erwärmt. Sie befindet sich in einem U-förmigen Rohre, dessen unterer Teil durch ein Eisbad gekühlt wird, wodurch man gleichzeitig je eine Übergangsstelle des Stromes von heiß zu kalt und umgekehrt hat. Die steilsten erzielten Temperaturgefälle betrugen über 40^0/cm.

Zur Reaktion auf Ionenausscheidung dienten Farbindikatoren.

In flüssigen Säulen gelang es nicht, die mit der Abgabe der Stromwärme verbundenen Strömungen auf ein nicht störendes Maß herabzudrücken, man sah sich deswegen auf gelatinierte Lösungen angewiesen.

Orientierende Versuche schienen bald zu ergeben, daß der Temperaturkoeffizient des elektrochemischen Äquivalents erheblich kleiner sei, als erwartet worden war, und zwar so klein, daß die nächste Aufgabe sich darauf zu beschränken hatte, eine Grenze festzustellen, unterhalb deren der Wert liegen muß. Die hierzu gebrauchten Mittel und Vorsichtsmaßregeln waren die folgenden:

Die Gefäße. Ohne die neueren Jenaer Gläser würden die Versuche gescheitert sein, denn die anfangs gebrauchte Glassorte, so wie sie zu chemischen Zwecken zu dienen pflegt, erwies sich den langen Erwärmungen gegenüber nicht dauerhaft genug, indem sie die Indikatorfarbe beeinflußte. Vorzüglich aber bewährte sich das Borosilikatglas Nr. 59 von SCHOTT und Genossen, besonders, wenn es zuvor längere Zeit mit heißem Wasser behandelt worden war.

Die zuletzt gebrauchte Form der U-Röhren von geringer Wandstärke, von etwa 0,2 qcm lichtem Querschnitt, hatte 30 cm Schenkellänge, von denen etwa 6 cm nebst dem erweiterten Verbindungsstück in das Eisbad eintauchten. Die Röhren laufen oben in kleine Becher aus, die über der gelatinierten Masse mit Lösung gefüllt wurden und die Platinelektroden aufnahmen.

Der Strom. Für die nötige Erwärmung eignete sich durchschnittlich eine Stromstärke von etwa 0,1 Amp., welche der Marburger städtischen Leitung entnommen, durch Glühlampen und einen RUHSTRATschen Schieberwiderstand geregelt und an einem SIEMENS und HALSKEschen Westonzeiger gemessen wurde. Die Stromdauer betrug 1 bis $2^1/_2$ Stunden.

Die Elektrolyte. Um, trotz der Wanderung von den Elektroden her[1]), die Stromwirkung lange fortsetzen zu können, mußte man beträchtlich konzentrierte Lösungen, also leicht lösliche Salze anwenden. Aus verschiedenen Ursachen, besonders wegen unerwarteter störender Wirkungen der Salze auf die Gelatinierungsmittel, wird die Auswahl weiter beschränkt.

Zur Anwendung kamen, außer Chlorkalium und Chlornatrium bei den Vorversuchen, Jod- und Bromkalium, chlorsaures und hauptsächlich salpetersaures Natrium.

Wegen ihres Verhaltens zu den Gelatinierungsmitteln oder den Farbindikatoren zeigten sich ungeeignet schwefelsaures Natrium und Lithium und salpetersaures Silber.

Das Gelatinieren. Die Leimarten versagten für unsere Zwecke; schon in mäßiger Konzentration der Salzlösungen sinkt ihre Erstarrungstemperatur, zugleich unbestimmt werdend, er-

[1]) Diese Störung läßt sich übrigens dadurch, daß man von vornherein die Kathode mit einer sauren, die Anode mit einer alkalischen Lösung umgibt, erheblich verzögern.

heblich und die hier gebotenen starken Lösungen lieferten selbst in niederer Temperatur nur schleimige Massen, so daß auch Agar-Agar trotz seinem im Wasser hochliegenden Erstarrungspunkt unbrauchbar war.

Man benutzte deswegen, obwohl die Nichtumkehrbarkeit des Erstarrens die Handhabung erschwert, Stärkearten; aber auch deren Anwendung in starker Lösung ist beschränkt, weil sie zum Teil mit den Salzen schon in der Kälte koagulieren oder auch, weil umgekehrt manche Körper (z. B. Natrium- und Lithiumsulfat) die Kleisterbildung in der Wärme erschweren. Am ausgedehntesten anwendbar erschien Arrowroot, welches, mit Alkohol und Wasser vorher gereinigt, in den endgültigen Versuchen stets gebraucht wurde.

Als geeignetes Mischverhältnis ergab die Erfahrung etwa 1 g Arrowroot auf 4 ccm der Lösung. Die Mischung wurde, aufgerührt, rasch in das U-Rohr eingefüllt und in diesem mittels eines Bades von siedendem Wasser in etwa 20 Sekunden zum Erstarren gebracht. Trotz vorherigem Auskochen der Lösung schieden sich dabei zahlreiche, nach dem Erkalten sehr kleine Luftblasen ab, durch deren örtliche Konstanz sich konstatieren ließ, daß die Masse sich während der Elektrolyse nicht verschob.

Die Temperatur. In den einen Schenkel des U-Rohres war eine, ebenfalls aus Jenaer Glas Nr. 59 gezogene Kapillare eingeführt, in der ein Kupfer-Neusilber-Thermoelement verschoben werden konnte. Die Temperatur pflegte in den oberen Teilen 70 bis über 80°, in größerer Tiefe des Eisbades etwa + 10°, am Durchtrittspunkt durch die Oberfläche des Bades ungefähr + 30° zu betragen. Ein wenig oberhalb des letzteren Punktes lag die Gegend des stärksten Temperaturgefälles, welches auf 1 cm Länge, je nach Querschnitt und Wandstärke, 30 bis gegen 45° erreichte.

Die Indikatoren. Das im Anfange gebrauchte Phenolphtaleïn wurde bei den endgültigen Versuchen durch Kubel-Tiemannsche Lackmuslösung von Kahlbaum ersetzt; 1 ccm auf 10 ccm der mit der Stärke vermischten Salzlösung. Auf Jod reagiert das Amylum selbst.

Die Empfindlichkeit wird durch die Anwesenheit der großen Salzmengen im allgemeinen herabgedrückt, doch ließ sich in der gelatinierten Masse noch erkennen eine Abweichung der Neutralität

um $1/(7.10^6)$ g-Äqu./ccm in 40 proz. Lösung von $NaNO_3$,
„ $1/(5.10^6)$ „ „ 40 „ „ „ $NaClO_3$,
„ $1/(15.10^6)$ „ „ 30 „ „ „ KBr.

Trotz vorausgegangenem gründlichen Auswaschen des Arrowroots und Trocknen im Vakuum neben Kalilösung reagierte die Mischung stets eine Spur sauer. Durch Zusatz gemessener Mengen von Alkali wurde allmählich bis zur empfindlichsten Farbe neutralisiert und hierbei eine Reihe Proberöhrchen aus Glas Nr. 59 von gleichem Querschnitt wie das Hauptrohr gefüllt und aufbewahrt, die zum Vergleich mit der Farbe der elektrolysierten Masse dienten.

6. Die Resultate.

In flüssigen Lösungen gelang es, wie gesagt, bis jetzt nicht, auch nicht in Röhren von mehrfacher Biegung, Strömungen so weit zu vermeiden, daß aus den Erscheinungen etwas zu schließen war. Eine beliebige Verminderung des Querschnitts wird sich durch den gesteigerten Einfluß der Glaswände und die verminderte Empfindlichkeit der Farbreaktion verbieten.

Die ersten Beobachtungen an gelatinierten Lösungen von Natriumnitrat, Chlor-, Brom- und Jodkalium mit Phenolphtaleïn als Reagens auf Alkali, wurden noch in der Erwartung eines Temperaturkoeffizienten von der Ordnung $^1/_{100000}$ angestellt. Sie gaben indessen keine, dieser Größe entsprechende Reaktion; man durfte aus ihnen schließen, daß der Koeffizient kaum mehr als etwa den zehnten Teil davon betragen konnte.

Die endgültigen, mit den langen Rohren aus Jenaer Glas 59 angestellten Versuche waren die folgenden. Ein Muster der Berechnung s. S. 687.

1. Natriumnitrat; 40 proz. Lösung mit Lackmus. Das Ergebnis wurde bereits S. 689 besprochen und dahin gedeutet, daß ein, den Wert von $^1/_{10^6}$ übersteigender, positiver oder negativer Temperaturkoeffizient von $\mathfrak{E}$ nicht entdeckt werden konnte.

2. Natriumchlorat, 40 proz.; unter Einrechnung der zugesetzten Menge von 10 g Arrowroot und 4 ccm Lackmuslösung auf 80 ccm von der Konzentration wird $\eta = 0{,}0044$ Grammäquivalent $NaClO_3$/ccm; Querschnitt $q = 0{,}18$ ccm²; Stromstärke und Dauer $J = 0{,}10$ Amp.; $t = 4500$ sec.

Die Strecken des eingetretenen stationären Zustandes berechnen sich hiermit (vgl. S. 687 ff. und Gleichung 8) zu 10, bzw. 19 cm auf der OH-, bzw. der H-Seite und sind mehr als ausreichend.

Von dem gesamten Temperaturgefälle (10 bis 86°) werde wieder nur der, etwa 3 cm umfassende steilere Teil zwischen 80 und 15°, also $\theta - \theta_0 = 65^\circ$, in Rechnung gestellt. Der Beweglichkeitsquotient $(a + r)/s$ findet sich (s. die Bemerkung S. 688) mit $a_{Na} = 44$, $r_{ClO_3} = 55$, $s_{OH} = 174$, $s_H = 315$, auf der OH-Seite $= 0,55$, auf der H-Seite $= 0,3$.

Für die größte Dichtigkeit σ der OH- bzw. H-Verbindung, welche durch eine Veränderlichkeit des elektrochemischen Äquivalents entsteht, ergibt sich also, wenn ε den Temperaturkoeffizienten des letzteren bezeichnet, nach Gleichung 3), $\sigma = \varepsilon(\theta - \theta_0)\frac{a + r}{s}\eta$, durch Einsetzen der obigen Zahlen auf der OH-Seite $\sigma = \varepsilon . 0,16$; auf der H-Seite $\sigma = \varepsilon . 0,09$.

Nun war gefunden worden, daß eine Neutralitätsänderung dieser Lösung um $\sigma = 0,2 . 10^{-6}$ von Lackmus angezeigt worden wäre. Ein Farbkontrast ließ sich jedoch nicht feststellen; dies Resultat bedeutet demnach

auf der OH-Seite $\varepsilon . 0,16 < 0,2 . 10^{-6}$; $\varepsilon < 1,3 . 10^{-6}$,
auf der H-Seite $\varepsilon . 0,09 < 0,2 . 10^{-6}$; $\varepsilon < 2,2 . 10^{-6}$,

aus dem fehlenden Kontrast zwischen beiden Seiten endlich

$$\varepsilon . 0,25 < 0,2 . 10^{-6} \qquad \varepsilon < 0,8 . 10^{-6}.$$

3. Bromkalium, 30 proz.; $\eta = 0,0025$; $q = 0,18$ qcm; auf der OH-Seite $\frac{a + r}{s} = \frac{65 + 67}{174} = 0,8$; $J = 0,103$ Amp.; $t = 8700$ sec. Man hätte viel früher unterbrechen dürfen, denn die Strecke des stationären Zustandes berechnet sich auf über 20 cm.

Nach den Empfindlichkeitsversuchen (S. 691) wäre $\sigma = 0,0_7 7$ an der Lackmusfärbung bemerkbar geworden; es wurde aber nichts bemerkt.

Als Temperaturdifferenz wollen wir wieder nur den, auf 4 cm verteilten steileren Teil des Gefälles $\theta - \theta_0 = 72^\circ - 16^\circ = 56^\circ$ einsetzen. Ebenso gerechnet wie früher findet sich dann als obere Grenze des Temperaturkoeffizienten ε der Wert $0,7 . 10^{-6}$.

Wollte man unterstellen, daß im anderen Schenkel HBr gebildet wird, so würde sogar nur $0{,}4 \,.\, 10^{-6}$ resultieren, aber zu dieser Hypothese liegt kein Grund vor.

4. Jodkalium; 26 proz. Lösung mit $^1/_4$ Arrowroot. Helles Tageslicht wurde ausgeschlossen.

Der Versuch ist anders zu deuten, als die früheren, indem die Reaktion ausgeschiedenen Jods im Stärkekleister gesucht wird, und da man von Jod, welches sich unter Stromwirkung abscheidet, anzunehmen hat, daß es als solches liegen bleibt, zumal wenn es sofort Jodamylum bilden kann. Somit findet hier einfach der Ausdruck 1 a, S. 683 Anwendung, aus welchem sich für einen Punkt x die Gleichung ergibt:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{J}{q}\frac{d\mathfrak{E}}{dx} \quad \text{oder} \quad = \frac{J}{q}\, e\, \mathfrak{E}_0 \frac{d\theta}{dx}$$

Hieraus folgt, da J konstant ist:

$$\sigma = \frac{Jt}{q}\, e\, \mathfrak{E}_0 \frac{d\theta}{dx} \quad \ldots \ldots \ldots \quad 10)$$

d. h. die Dichtigkeit des abgeschiedenen Jods in einer Schicht ist dem Temperaturgradienten daselbst proportional.

Der Röhrenquerschnitt war $q = 0{,}20$ qcm, die Stromstärke $J = 0{,}095$ Amp., die Stromdauer $t = 6600$ sec.

Die Temperaturverteilung wurde, die Abszissen x von dem Niveau des Eisbades aufwärts positiv gerechnet, gefunden:

$x =$	$-2{,}0$	$-1{,}0$	$-0{,}5$	$\pm$	$+0{,}5$	$+1{,}0$	$+2{,}0$ cm
$\theta =$	10,7	13,6	18,0	31,8	49,5	62,6	72,8°.

Hieraus leitet sich $(d\theta/dx)_{max} = 36°/\text{cm}$ ab, und zwar bei $x = 0{,}3$ cm oder $\theta = 40°$, d. h. bei einer Temperatur liegend, die der Haltbarkeit des Jodamylums noch nicht gefährlich ist.

Vorversuche hatten gezeigt, daß ein Auftreten von Jod von der Dichtigkeit $\sigma = 0{,}07 \,.\, 10^{-6}$ g-Äqu./ccm im Versuchsrohre deutlich erkennbar sein würde. Da die beiden Schenkel aber nach dem Stromdurchgang keine Unsymmetrien von dieser Größe erkennen ließen, so ist also $\sigma < 0{,}07 \,.\, 10^{-6}$ zu setzen und man berechnet durch Einführung der gegebenen Zahlen sowie des elektrochemischen Äquivalents $\mathfrak{E} = 0{,}0000104$ in Gleichung 10):

$$e < 0{,}07 \,.\, 10^{-6} \frac{0{,}20}{0{,}095 \,.\, 6600} \frac{1}{0{,}0000104} \frac{1}{36} = 0{,}06 \,.\, 10^{-6}\,.$$

Der Versuch, eine Jodreaktion zu bewirken, weist also auf einen noch viel kleineren Wert des möglichen Temperaturkoeffizienten hin, als die übrigen Beobachtungen, selbst wenn man, wegen der unkontrollierbaren kleinen Änderungen, denen Jodkaliumkleister besonders in höherer Temperatur unterliegt, der quantitativen Deutung des Versuchs minderes Vertrauen schenkt und statt $0{,}06 . 10^{-6}$ ein Zehnmilliontel setzt.

7. Schluß.

Das von uns gebrauchte Verfahren entspricht gewiß nicht allem, was man bei der Prüfung der gestellten Frage wünschen kann. Die wünschenswerteste Methode würde in einer einwandfreien Vergleichung der Menge von Elektrodenprodukten bestehen, die aber, auf Änderungen des elektrochemischen Äquivalents von so kleiner Ordnung angewendet, wie sie sich uns als obere Grenzen ergeben haben, ganz ausgeschlossen erscheint.

In der für unsere Versuche aufgestellten Theorie an sich wird kein Fehler liegen. Sollte das elektrochemische Äquivalent von der Temperatur ganz unabhängig sein, so beträfe diese Theorie freilich einen gar nicht existierenden Vorgang; dann wäre die Frage selbst aber auch hinfällig.

Daß die Einführung des Gelatinierungsmittels nur aus Not geschah, ist selbstverständlich; die Theorie konnte auf die Anwesenheit der fein verteilten Fremdkörper keine Rücksicht nehmen. Immerhin ist ein grober hieraus erwachsender Fehler nicht anzunehmen, was ja auch durch die von Lodge eingeführte und seitdem mehrfach auch in gelatinierten Lösungen gebrauchte Methode bestätigt wird, aus Wanderungsgeschwindigkeiten von Ionen deren elektrolytische Beweglichkeiten abzuleiten.

Einen Einfluß der Temperatur auf das elektrochemische Äquivalent könnte man sich als einen für alle Ionen gemeinschaftlichen Temperaturkoeffizienten vorstellen, dem dann die Bedeutung einer neuen Fundamentalkonstante zukäme, oder aber als eine nach Ionen oder Salzen individuell verschiedene Größe. Gegen die zweite Hypothese aber wird man Bedenken hegen, denn sie

hat zur Folge, daß entweder das FARADAYsche Gesetz in anderer Temperatur nicht streng gültig bleiben oder daß die chemischen Äquivalentverhältnisse sich mit der Temperatur ändern würden.

In demselben Grade nun, wie die Annahme wahrscheinlich ist, daß allen Elektrolyten die gleiche Größe des Temperatureinflusses zukommen würde, wächst bei unseren Versuchen, die nur zu oberen Grenzen eines Temperaturkoeffizienten geführt haben, die Wahrscheinlichkeit, daß der kleinste an irgend einem Beispiel gefundene Wert dieser Grenze für alle Elektrolyte gelte. Das wäre also der aus dem Jodkalium abgeleitete Wert von der Ordnung ein Zehnmilliontel.

Selbst aber der zehnfache Betrag hiervon würde wohl die Vermutung nahe legen, daß das elektrochemische Äquivalent überhaupt nicht von der Temperatur beeinflußt wird, daß es also, insofern andere mögliche Einflüsse nicht ersichtlich sind, eine absolute Konstante ist.

Es möge zum Schluß noch einmal betont werden, daß ein solches Ergebnis nicht nur die Komplikationen beseitigen würde, die der Elektrochemie, und im Zusammenhange hiermit der Stöchiometrie, aus einer Veränderlichkeit des elektrochemischen Äquivalents erwachsen würden, sondern auch den gewichtigen Einwand, welchen man der Annahme eines unveränderlichen elektrischen Elementarquantums entgegenhalten müßte, wenn das elektrochemische Äquivalent variabel wäre.

Marburg und Rostock, November 1907.

Jahrg. 5 *Heft 23*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik", dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. 15. Dezember 1907. Nr. 23.

Sitzung vom 15. November 1907.

Vorsitzender: Hr. M. Planck.

Hr. **M. Laue** referiert über seine in den Ann. d. Phys. (4) 23, 989—990, 1907 erschienene Arbeit, betitelt:

Die Mitführung des Lichtes durch bewegte Körper nach dem Relativitätsprinzip.

Ferner spricht Hr **A. Wehnelt** über Versuche von Hrn. **F. Deininger:**

Über den Austritt negativer Ionen aus einigen glühenden Metallen und aus glühendem Calciumoxyd.

Die Mitteilung ist bereits im vorigen Heft dieser Verhandlungen, S. 674—680, veröffentlicht.

Sodann berichtet Hr. **K. Markau** über die:

Anwendung der Quecksilberlampe als Funkenstrecke.

Weiter trägt Hr. **A. Miethe:**

Über das Spektrum des Rubins

vor.

Endlich legt Hr. **Karl Scheel** eine Mitteilung der Herren **Friedr. Kohlrausch** und **Rudolf H. Weber:**

Elektrochemisches Äquivalent und Temperatur

(vgl. diese Verh. S. 681—696) vor und teilt den Eingang eines Manuskriptes von Hrn. **W. Biegon von Czudnochowski:**

Über die gegenseitige Beinflussung in Reihe geschalteter Induktionsapparate

mit.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. E. ALTENKIRCH, Fredersdorf bei Berlin.
(Vorgeschlagen durch Hrn. GEORG GEHLHOFF.)

Hr. Dr. H. BARKHAUSEN, Charlottenburg, Spandauerstr. 17.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. LAUE.)

Hr. Prof. Dr. E. RUTHERFORD, Manchester.
(Vorgeschlagen durch Hrn. U. BEHN.)

Hr. Oberlehrer Dr. AUG. UHRIG, Spandau, Achenbachstr. 11.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. KIEBITZ.)

Hr. R. VÖLZOW, Charlottenburg, Schlüterstr. 13.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. F. MARTENS.)

Hr. Dr. M. v. WOGAU, Berlin W., Kurfürstendamm 58.
(Vorgeschlagen durch Hrn. KARL SCHEEL.)

Sitzung vom 29. November 1907.

Vorsitzender: Hr. M. PLANCK.

Es wird beschlossen, in den von der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte eingesetzten Allgemeinen Unterrichtsausschuß zwei Vertreter zu entsenden, als welche die Herren **F. Poske** und **W. Hallwachs** gewählt werden.

Hr. **Erich Ladenburg** spricht:

Über die lichtelektrischen Erscheinungen an dünnen Goldblättchen,

nach gemeinsam mit Hrn. **H. Rubens** angestellten Versuchen.

Ferner berichtet Hr. **W. Biegon von Czudnochowski:**

1. Über die gegenseitige Beeinflussung hintereinander geschalteter Induktionsapparate.
2. Über ein Gitterphotometer.

Von Hrn. **E. Wiedemann** ist eine im Physikalischen Institut der Universität Erlangen ausgeführte Arbeit von Hrn. **Ernst Cuno:**

Über Lösungen in Gemischen von Alkohol und Wasser

zur Veröffentlichung in den Verhandlungen der Gesellschaft eingegangen.

Endlich spricht Hr. **Karl Scheel:**

Über die Ausdehnung des Quarzglases.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Hr. Werner Immler, gepr. Lehramtskandidat, Berlin, Luisenstr. 40.
(Vorgeschlagen durch Hrn. M. Planck.)

Hr. Bruno Seegert, Assistent am Physikalischen Institut der Handelshochschule, Berlin, Gr. Frankfurterstr. 71.
(Vorgeschlagen durch Hrn. F. F. Martens.)

Das Physikalische Institut der Universität Jena.
(Vorgeschlagen durch Hrn. A. Winkelmann.)

Anwendung der Quecksilberlampe als Funkenstrecke; von K. Markau.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. November 1907.)

(Vgl. oben S. 697.)

Die Verwendung der Quecksilberlampe in Kondensatorkreisen an Stelle von Luftfunkenstrecken beruht auf der naheliegenden Annahme, daß sich die Schwingungsvorgänge in jeder Vakuumfunkenstrecke ungleich reiner abspielen, als es bei der Luftfunkenstrecke der Fall ist.

Die ersten bekannt gewordenen Versuche mit der Quecksilberlampe als Funkenstrecke wurden von COOPER HEWITT[1]) angestellt. Er gab auch der Lampe die sie von der Gleichstrombogenlampe unterscheidende bekannte Form, indem er über den beiden Elektroden den kugelförmigen Raum als Kühlkammer anordnete. HEWITT glaubte ungedämpfte Wellen gefunden zu haben[2]).

Die umfangreichen Untersuchungen von G. W. PIERCE[3]) zeigten im wesentlichen, daß die Quecksilberlampe die Luftfunkenstrecke in bezug auf Intensität übertrifft und den Vorteil eines gleichmäßigen Arbeitens bietet. Über die Größe des logarithmischen Dekrements der Schwingungen finden sich indes keine Angaben. Auch H. TH. SIMON und M. REICH[4]), die sich bei ihren Versuchen zur Erzeugung hochfrequenter Wechselströme der Quecksilberlampe bedienten, machen hinsichtlich der Dämpfung nur die allgemeine Bemerkung, daß sie sich von der der Luftfunkenstrecken nicht zu unterscheiden scheint.

[1]) Broschüre von C. HEWITT aus dem Jahre 1903.

[2]) Vgl. ZENNECK, Elektromagnetische Schwingungen, S. 858.

[3]) G. W. PIERCE, Phys. ZS. 5, 426, 1904. — Derselbe, Phys. Rev. 19, 196, 1904. — Derselbe, ebenda 20, 223, 1904.

[4]) H. TH. SIMON und M. REICH, Phys. ZS. 4, 364, 1903, und H. TH. SIMON, ebenda 4, 737, 1903. In dem soeben erschienenen ersten Hefte des „Jahrbuches der drahtlosen Telegraphie und Telephonie“ gibt Herr SIMON (S. 20) an, daß Quecksilberlampen weniger gedämpfte Schwingungen liefern als die gewöhnlichen Funkenstrecken.

Es lagen mithin über den Grad der Dämpfung nur allgemein gehaltene, sich sogar teilweise widersprechende Angaben vor. Die vorliegenden Versuche bezweckten nun, Auskunft darüber zu erhalten, in welcher Weise das logarithmische Dekrement und der Funkenwiderstand eines solchen Schwingungskreises von dem in der Quecksilberlampe herrschenden Drucke, von der umgebenden Temperatur, ferner von der Kapazität und der Selbstinduktion des Schwingungskreises abhängen.

Meinen Resultaten möchte ich noch die Bemerkung vorausschicken, daß sie nicht den Anspruch machen, allgemein gültig zu sein, weil sowohl andere Größenabmessungen der Quecksilberlampe [1]), als auch eine andere Art der Speisung des Schwingungskreises andere Verhältnisse mit sich bringen können.

Vorbedingung für die Verwendung der Quecksilberlampe als Funkenstrecke ist:

1. Absolute Reinheit und Trockenheit des Quecksilbers für die Elektroden [2]);

2. Vermeidung von Hähnen mit Fettdichtung in der Versuchsanordnung.

Zur Erregung des Schwingungskreises diente ein großes Induktorium von 50 cm Schlagweite, das mit Wechselstrom von 50 Perioden in der Sekunde gespeist wurde.

Die Dämpfung wurde nach dem DRUDEschen Verfahren [3]) gemessen und die Koppelung zwischen Erregerkreis und Meßkreis stets so lose gehalten, daß die Summe der logarithmischen Dekremente beider Kreise $\gamma_1 + \gamma_2$ unabhängig von der Stärke der Koppelung war, d. h. von der Größe des Maximalausschlages.

Einfluß des Druckes.

Die Quecksilberlampe blieb in ständiger Verbindung mit einem MAC LEODschen Manometer und einer Sprengelluftpumpe nach E. REGENER [4]).

---

[1]) Die von mir verwendete Quecksilberlampe hatte die bekannte von COOPER-HEWITT angegebene Form. Der Durchmesser des Kühlraumes betrug 14 cm; die Elektrodennäpfe waren 3,5 cm tief und 1,5 cm weit.

[2]) Es erwies sich als vorteilhaft, das Quecksilber in die bereits evakuierte Quecksilberlampe hinein zu destillieren.

[3]) P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 15, 709, 1904.

[4]) E. REGENER, Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 233, 1905.

Bei den ersten Versuchen, den Einfluß des Druckes in der Quecksilberlampe auf die Intensität und die Dämpfung festzustellen, entstand eine Schwierigkeit insofern, als sich der Druck während der Aufnahme einer Resonanzkurve wesentlich veränderte: Infolge des Stromdurchganges wurde das Quecksilber erwärmt und gab ebenso wie die Glaswände die okkludierten Gase frei. Es war dies besonders störend zu Anfang der Versuchsreihe bei noch verhältnismäßig hohem Druck von über 0,01 mm. Blieb dagegen die Sprengelpumpe während der Messung in Tätigkeit, so sank der Druck.

Diesem Übelstande wurde in der Weise abgeholfen, daß die Stromschlußdauer auf ein Minimum ($^2/_5$ Sek.) herabgesetzt wurde. Ferner gestattete das DRUDEsche Meßverfahren, den Gang der Messung zu beschleunigen, indem zu jeder Messung nur sechs Beobachtungen gemacht wurden, nämlich bei den Einstellungen für die halben Ausschläge und den Resonanzpunkt, die Kurve hin und zurück, je eine Beobachtung. Die Lage des Resonanzpunktes war genau bekannt und blieb während der Versuchsreihe dieselbe.

Der Druck wurde vor und nach jeder Beobachtungsreihe gemessen und erwies sich bei diesem Verfahren als hinreichend konstant. Die Ergebnisse enthält die Tabelle I.

Tabelle I.

$C = 402$ cm, $L = 2557$ cm, $\lambda = 64$ m.

Druck p mm	Maximalausschlag s_m cm	Logarithmisches Dekrement γ	Widerstand der Quecksilberlampe Ohm
0,0235	1,95	0,127	2,83
0,015	4,5	0,100	2,18
0,0115	5,5	0,093	2,01
0,0074	6,6	0,084	1,79
0,0045	6,9	0,081	1,72
0,0029	7,45	0,076	1,60
0,0016	7,5	0,076	1,60
0,0011	7,4	0,074	1,55
0,0009	7,5	0,070	1,45

Bei der Diskussion dieser Versuchsreihe muß vorausgeschickt werden, daß die durch die Ablesung am MAC LEOD-Manometer

erhaltenen Angaben über den Druck nicht den Anspruch machen können, die Druckverhältnisse in der Hg-Lampe in der unmittelbaren Nähe der Elektroden während der Oszillationen wiederzugeben. Denn durch den Funkenübergang wird etwas Quecksilber zum Verdampfen gebracht und es bildet sich in der Nähe der Elektroden eine Zone höheren Druckes.

Der gemessene Druck ist aber insofern von Wichtigkeit, als er die Höhe des Entladungspotentials bedingt, welches erforderlich ist, damit das Funkenspiel einsetzen kann.

Wie die Tabelle zeigt, nimmt die Intensität der Schwingung, gemessen durch den Maximalausschlag s_m im Resonanzpunkte, mit Abnahme des Druckes stetig zu, bis zu einem Druck von ungefähr 0,003 mm und bleibt von da ab konstant. Mit der Abnahme des Druckes ist zugleich eine beträchtliche Verminderung des logarithmischen Dekrements γ verbunden. Bei der angewandten Druckvariation beträgt die Abnahme von γ rund 45 Proz.

Für die Beurteilung der Quecksilberlampe als Funkenstrecke ist es wesentlich, den Widerstand zu kennen, den sie während des Ablaufs der Oszillationen darbietet. Es wurde deshalb aus der Dämpfung der Gesamtwiderstand nach der von DRUDE[1]) angegebenen Weise berechnet und der effektive Widerstand[2]) der die Selbstinduktion bildenden Kupferdrähte hiervon in Abzug gebracht. Die Resultate[3]) sind in der letzten Kolumne der Tabelle I zusammengestellt. Sie zeigen, daß der Widerstand der Quecksilberlampe mit Abnahme des Druckes kleiner wird.

Über die Lichterscheinung und Verteilung der Entladungsfunken auf den Elektroden ist noch folgendes zu bemerken.

Bei höherem Druck bis herab zu ungefähr $p = 0{,}05$ mm zeigte die Quecksilberlampe in ihrem oberen Teile grüne Fluoreszenz, während die Elektroden sich in anfänglich violettem, mit

---

[1]) Vgl. P. DRUDE, l. c.

[2]) Zur Berechnung des effektiven Widerstandes dienten die RAYLEIGHschen Formeln. Außerdem wurden noch die Korrektionen angewendet, die von J. ZENNECK in seinem Buche „Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie“, S. 410, angegeben sind.

[3]) Dem aus der Dämpfung berechneten Funkenwiderstande ist ebenso wie dem logarithmischen Dekrement selber nur die Bedeutung eines „gewissen Mittelwertes“ beizumessen.

Verminderung des Druckes immer weißlicher werdenden Glimmlicht entluden.

Von dem Auftreten der Schwingungen ab ließen sich je nach der weiteren Druckverminderung folgende drei Typen der Entladungserscheinung unterscheiden:

a) Bei p von etwa 0,05—0,02 mm:
Die beiden Elektroden zeigten überall verstreut kleine aufblitzende Funken.

b) Bei p = etwa 0,02—0,007 mm:
Die Entladungsfunken bildeten an den Rändern der Elektroden entlang einen vollständigen Kranz.

c) Bei p unterhalb 0,007 mm:
Die Entladungserscheinung zog sich mehr und mehr an den einander nächsten Stellen der Elektroden zusammen und erschien dem bloßen Auge fast wie ein Lichtbogen.

Einfluß der Temperatur.

G. W. PIERCE [1]) hatte gefunden, daß die Wirkung der Quecksilberlampe durch die Temperatur außerhalb des Gefäßes beeinflußt wird. Die größte Intensität erzielte er bei einer Temperatur von 95°.

Um nun festzustellen, ob die Steigerung der Temperatur auch auf die Dämpfung von Einfluß sei, wurden die folgenden Messungen, bei denen die Quecksilberlampe in einem Temperaturbade montiert war, unternommen.

Die Messungen wurden in der bereits angegebenen schnellen Weise ausgeführt, da vorauszusehen war, daß der Druck in der Quecksilberlampe sich infolge der Temperaturerhöhung verändern würde. Die Luftpumpe war, um die Druckerhöhung möglichst auszugleichen, während der Versuche in Tätigkeit. Die Ergebnisse sind in der Tabelle II wiedergegeben.

Das Ergebnis ist folgendes: Mit steigender Temperatur nimmt die Intensität der Schwingung ab, Dämpfung und Widerstand wachsen hingegen.

Die Erklärung für die obigen Resultate ist wohl darin zu suchen, daß mit steigender Temperatur mehr Quecksilber ver-

[1]) G. W. PIERCE, Phys. Rev. 19, 196, 1904 und 20, 223, 1904.

Tabelle II.

$C = 402$ cm, $L = 2557$ cm, $\lambda = 64$ m.

Temperatur °C	Druck p mm	Maximalausschlag s_m cm	Dämpfung γ	Widerstand der Quecksilberlampe Ohm
18	0,0009 [1])	59,3	0,073	1,53
31	0,0010	48,0	0,074	1,55
49	0,0020	33,6	0,077	1,62
60	0,0025	25,0	0,081	1,72
71	0,0023	21,5	0,087	1,87
80	0,0024	18,9	0,095	2,06
90	0,0029	13,1	0,105	2,30
100	0,0026	9,8	0,111	2,45

dampft und dadurch der Druck in der Nähe der Elektroden steigt. Mit dieser Drucksteigerung sind nun wiederum die im vorigen Abschnitt behandelten Erscheinungen verknüpft.

Das Ergebnis dieser Versuchsreihe steht also ganz im Einklang mit dem Einfluß, den der Druck auf die Intensität und Dämpfung ausübt. Es läßt sich daher, vorausgesetzt, daß keine Veränderungen in der Größe von Kapazität und Selbstinduktion mitsprechen, für meine Versuche wohl der Schluß ziehen, daß mit steigendem Druck, ganz gleich aus welcher Ursache die Drucksteigerung eintritt, die Intensität der Schwingung abnimmt, während die Dämpfung und der Funkenwiderstand wachsen.

Einfluß der Kapazität.

Der Einfluß der Kapazität ist aus der folgenden Tabelle ersichtlich.

[1]) Wie die Tabelle zeigt, war es nicht gelungen, den Druck ganz konstant zu halten, doch sind die kleinen Änderungen des Druckes gering im Vergleich mit dem Sättigungsdruck des Quecksilberdampfes bei den angewandten Temperaturen. (Dieser beträgt nach den Messungen von Regnault z. B. bei 60° 0,164 mm und bei 100° bereits 0,75 mm; vgl. Winkelmann, Handb. d. Phys. 3 [2], 977.) Es ist daraus zu schließen, daß infolge der Temperaturerhöhung etwa frei werdende okkludierte Gase keinen störenden Einfluß auf die Versuche ausgeübt haben.

Tabelle III.

C = variabel, L = 1180 cm, p = 0,0005 mm.

C cm	Wellenlänge λ m	Dämpfung γ	Widerstand der Quecksilberlampe Ohm
389	42,6	0,052	0,76
907	65,0	0,075	0,70
1426	81,5	0,090	0,65
1944	95,2	0,093	0,55
2462	107,0	0,101	0,50
2981	117,8	0,109	0,48

Die vorstehenden Resultate lassen folgendes erkennen: 1. Das logarithmische Dekrement wächst mit der Zunahme der Kapazität. 2. Der Widerstand der Quecksilberlampe nimmt ab mit wachsender Kapazität.

Die letztere Tatsache steht im Einklang mit den von G. W. PIERCE[1]) gemachten Beobachtungen und ist insofern beachtenswert, als PIERCE den Widerstand kalorimetrisch bestimmt hat, während er hier durch Berechnung aus der Dämpfung ermittelt worden ist.

Bezüglich des Widerstandes zeigt das Verhalten der Quecksilberlampe mit dem der Luftfunkenstrecke vollkommene Analogie, da auch bei dieser der Funkenwiderstand mit wachsender Kapazität geringer wird, wie LINDEMANN[2]), REMPP[3]) und BROOKS[4]) angegeben haben.

Ganz im Gegensatz zu dieser Analogie zwischen der Quecksilberlampe und der Luftfunkenstrecke steht deren Verhalten in bezug auf das logarithmische Dekrement. Bei der Quecksilberlampe wächst die Dämpfung mit der Zunahme der Kapazität. Diese Steigerung ist recht beträchtlich, nämlich, wie die Tabelle zeigt, bei einer noch nicht achtfachen Vergrößerung der Kapazität 52 Proz.

[1]) G. W. PIERCE, Phys. ZS. 5, 426, 1904.
[2]) R. LINDEMANN, Ann. d. Phys. (4) 12, 1012, 1903.
[3]) G. REMPP, Ann. d. Phys. (4) 17, 627, 1905.
[4]) H. BROOKS, Phil. Mag. (6) 2, 92, 1901.

Dieses Resultat ist insofern bemerkenswert, als es, wie oben angedeutet, nicht mit dem bekannten Verhalten der Luftfunkenstrecke übereinstimmt, denn es nimmt bei dieser, wie G. Rempp[1]) und H. Brooks[2]) gezeigt haben, das Dekrement mit wachsender Kapazität ab bis zu einer Kapazität von etwa 900 cm (nach Rempp) bzw. 1800 cm (nach Brooks) und bleibt bei weiterer Vergrößerung ziemlich konstant.

Bei diesen Versuchen war die Selbstinduktion L konstant geblieben, es war also, da das logarithmische Dekrement

$$\gamma = \pi \cdot w \cdot \sqrt{\frac{C}{L}}$$

ist, γ mit zunehmendem $\frac{C}{L}$ gewachsen. Mit der Zunahme von C war aber auch gleichzeitig die Periode größer geworden. Um nun den eventuellen Einfluß der Periode[3]) auf den Widerstand zu eliminieren, wurde bei den folgenden Versuchen die Periode, d. h. $C . L$, konstant gehalten und innerhalb der konstanten Periode der gleichzeitige Einfluß von C und L auf Dämpfung und Widerstand untersucht.

Einfluß des Verhältnisses $\frac{C}{L}$ bei konstanter Periode.

Als konstante Periode wurde eine — durch die Versuchsanordnung bedingte — Wellenlänge von etwa 158 m gewählt, innerhalb deren C und L entsprechend variiert wurden. Zum Vergleiche mit der Quecksilberlampe konnte eine Luftfunkenstrecke (Zinkkugeln von 4,5 cm Durchmesser) eingeschaltet werden.

Da diese Parallelversuche zwischen der Quecksilberlampe und der Luftfunkenstrecke auch die Möglichkeit zur Vergleichung ihrer Widerstände bieten sollten, so mußten die Funkenlänge (7 mm) der Luftfunkenstrecke und ebenso die Speisung des Induktoriums während der ganzen Versuchsreihe ohne Rücksicht auf das Eintreten von Partialentladungen dieselben bleiben.

Das Ergebnis war folgendes (vgl. Tabelle IV und Fig. 1 und 2).

---

[1]) und [2]) l. c.

[3]) P. Drude, l. c., S. 710 ff.

Tabelle IV.

C cm	L cm	$\frac{C}{L}$	Luftfunkenstrecke Dämpfung γ	Luftfunkenstrecke Funkenwiderstand[2])	Quecksilberlampe[1]) Dämpfung γ	Quecksilberlampe[1]) Lampenwiderstand[2])
130	47 500	0,003	0,422	77,4	0,172	31.1
259	24 200	0,011	0,317	29,0	0,155	14,0
430	14 720	0,029	0,281	15,4	0,139	7,5
553	11 700	0,047	0,211	8,9	0,134	5,56
675	9 350	0,072	0,198	6,79	0,138	4,65
798	7 780	0,103	0,191	5,49	0,141	3,98
1044	6 070	0,172	0,186	4,01	0,155	3,30
1351	5 075	0,266	0,182	2,97	0,165	2,67
1552	4 100	0,379	0,181	2,61	0,171	2,48
1814	3 500	0,518	0,179	2,20	0,175	2,14
2722	2 340	1,16	0,177	1,41	0,182	1,45
3629	1 710	2,12	(Der Kondensator lud sich nicht mehr auf.)		0,191	1,09

Die Resultate dieser Tabelle lassen folgendes erkennen:

1. Für die Luftfunkenstrecke:

Innerhalb weiter Grenzen ist die Dämpfung unseres Schwingungskreises mit Luftfunkenstrecke (vgl. Fig. 1) nahezu unabhängig von dem Verhältnis $\frac{C}{L}$, wenn $C.L$, d. h. die Periode, konstant ist.

Dies gilt im vorliegenden Falle solange das Verhältnis $\frac{C}{L}$ größer als 0,05 ist; nimmt $\frac{C}{L}$ kleinere Werte an, so nimmt die Dämpfung zu.

Der Widerstand der Luftfunkenstrecke (vgl. Fig. 2) zeigt mit wachsendem $\frac{C}{L}$ bis zu einem Werte von etwa 0,05 ein schnelles Abfallen. Von da ab nimmt w nur noch in geringem Maße ab.

---

[1]) Der Druck in der Quecksilberlampe wurde konstant auf 0,0003 mm gehalten.

[2]) Sofern die Selbstinduktionen aus Spulen bestanden, wurde der vom Gesamtwiderstand abzuziehende effektive Widerstand nach den von A. Sommerfeld angegebenen Formeln berechnet [vgl. Ann. d. Phys. (4) 15, 673, 1904].

Fig. 1.

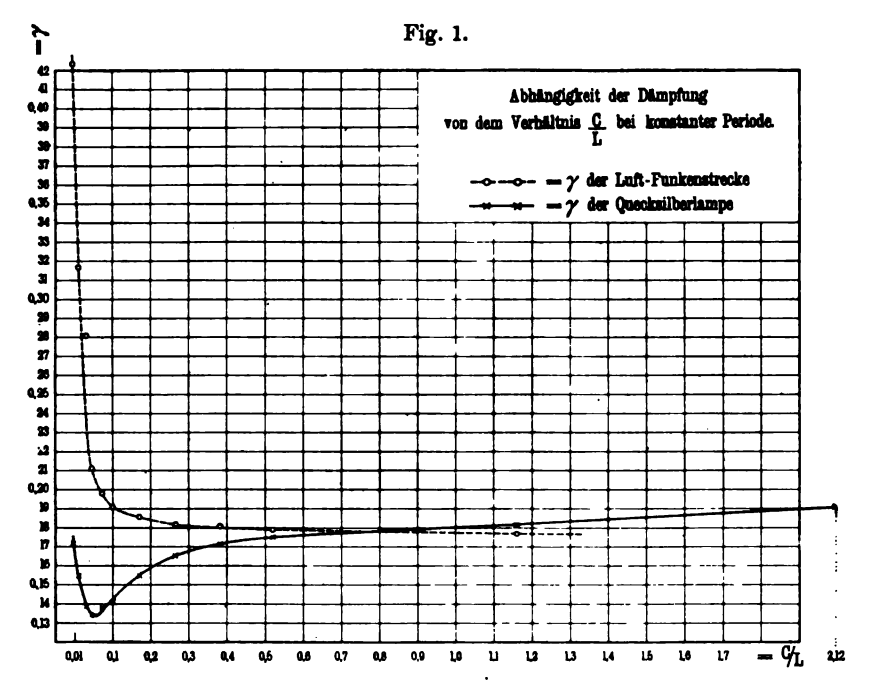
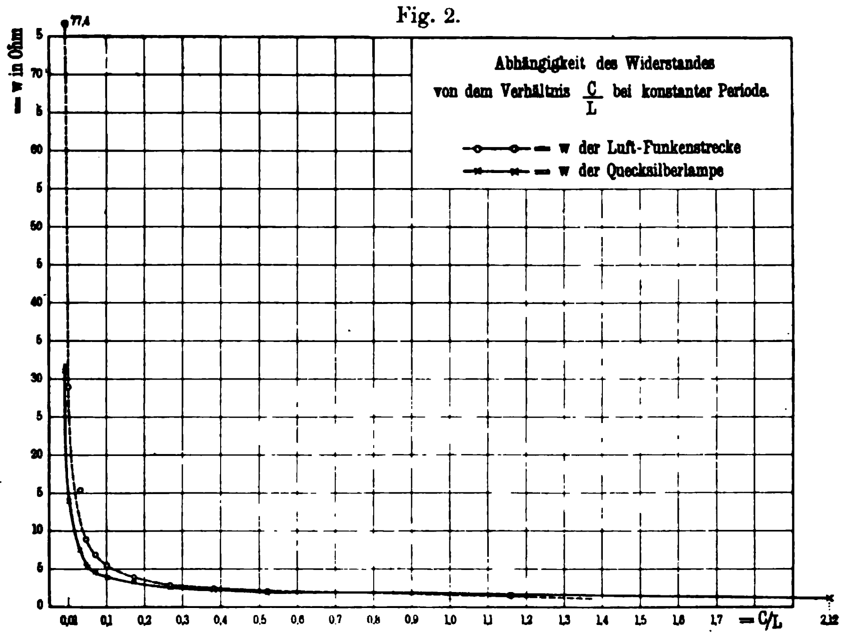

Abhängigkeit der Dämpfung
von dem Verhältnis C/L bei konstanter Periode.
= γ der Luft-Funkenstrecke
= γ der Quecksilberlampe
= C/L

Fig. 2.


= w in Ohm
Abhängigkeit des Widerstandes
von dem Verhältnis C/L bei konstanter Periode.
= w der Luft-Funkenstrecke
= w der Quecksilberlampe
= C/L

2. Für die Quecksilberlampe:

Ganz anders liegt der Fall für die Quecksilberlampe. Die Dämpfung (vgl. Fig. 1) nimmt mit wachsendem $\frac{C}{L}$ ab, bis zu einem Werte von $\frac{C}{L}$ = etwa 0,05. Bei weiterer Vergrößerung von $\frac{C}{L}$ tritt zunächst ein schnelles, nachher geringeres Ansteigen der Dämpfung ein. Die Kurve zeigt also ein deutlich ausgeprägtes Minimum der Dämpfung, das bei einem Verhältnis von $\frac{C}{L}$ = etwa 0,05 liegt.

Der Lampenwiderstand (vgl. Fig. 2) nimmt mit wachsendem Verhältnis von $\frac{C}{L}$ zuerst schnell ab, bis zu einem Werte von $\frac{C}{L}$ = ungefähr 0,05, dann weniger und bleibt bei weiterer Zunahme von $\frac{C}{L}$ fast konstant.

Aus der Betrachtung der Tabellen kann man ersehen, daß der Widerstand für die verschiedenen Versuchsbedingungen (d. h. verschiedene Größe von C und L) nicht konstant ist. Wie wir schon im vorigen Abschnitt gezeigt haben, sinkt der Widerstand mit wachsender Kapazität. Aus der Tabelle IV geht nun hervor, daß bei Vergrößerung des Verhältnisses $\frac{C}{L}$ bei konstanter Periode ein sehr viel stärkeres Abnehmen des Widerstandes eintritt, als nach den Versuchen bei konstanter Selbstinduktion und variabler Kapazität zu erwarten gewesen wäre.

Daraus muß man schließen, daß der Widerstand besonders bei großen L außer von C auch durch die Größe von L beeinflußt wird. Ein solcher Einfluß ist auch von DRUDE[1]) beobachtet worden. DRUDE vermutete die Ursache hierfür in dem Einfluß der Periode, es muß hier aber ein anderer Grund vorliegen, da die Periode konstant gehalten worden war.

Das oben erwähnte Minimum der Dämpfung bei der Quecksilberlampe erklärt sich dadurch, daß von großen Verhältnissen von $\frac{C}{L}$ herab bis zu dem Werte $\frac{C}{L}$ = 0,05, bei dem das Mini-

---

[1]) l. c., S. 711.

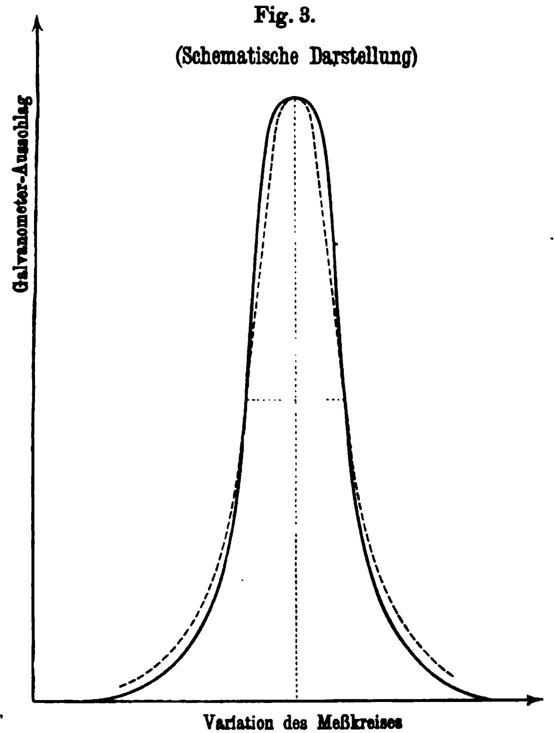
mum eintritt, die Änderungen von w geringfügig sind, infolgedessen muß bis zu diesem Punkte durch Verkleinerung von $\frac{C}{L}$ eine Verminderung der Dämpfung möglich sein. Unterhalb dieses Wertes wird w sowohl durch die Verkleinerung der Kapazität als auch durch die Vergrößerung der Selbstinduktion derartig schnell gesteigert, daß die Dämpfung trotz der Verkleinerung von $\frac{C}{L}$ ansteigt.

Bemerkungen zur Resonanzkurve.

Die Resonanzkurve, die man von einer Luftfunkenstrecke erhält, liefert gewöhnlich in ihrem oberen Teile (vgl. Fig. 3)

Fig. 3.

(Schematische Darstellung)



einen zu großen, in ihrem unteren Teile einen zu kleinen Wert für das logarithmische Dekrement. Man erhält daher aus der Kombination der Werte aus allen Teilen der Resonanzkurve

einen gewissen Mittelwert des Dekrements. Mit diesem „Mittelwerte“ stimmt nach dem DRUDEschen[1]) Verfahren zur Bestimmung der Dämpfung derjenige Wert des Dekrements überein, den man aus der Kombination zweier Ausschläge erhält, die halb so groß sind wie der Maximalausschlag.

In Fig. 3 ist zu der „beobachteten“ Resonanzkurve (ausgezogen) die „theoretische“ Kurve (gestrichelt) konstruiert, welche in allen ihren Teilen dem Mittelwert der Dämpfung entspricht.

Die Resonanzkurve, wie sie die von mir benutzte Quecksilberlampe als Funkenstrecke lieferte, zeigt nun eine bemerkenswerte Abweichung von der üblichen Gestalt.

War die Summe der Dekremente des Primär- und des Meßkreises größer als etwa 0,2, so zeigte sich fast völlige Übereinstimmung zwischen der beobachteten und der theoretischen Kurve. War die Dämpfung geringer, so bildete sich der obere Teil der Resonanzkurve zu einer Spitze aus, die um so länger und schärfer wurde, je kleiner die Dämpfung war (vgl. Fig. 4).

Der Gestalt der Kurve entsprechend, stimmt der aus allen Teilen der Kurve berechnete Mittelwert der Dämpfung nicht mehr mit dem Dämpfungswert aus den halben Ausschlägen überein, sondern er bleibt immer unterhalb dieses Wertes und zwar um so mehr, je geringer die Dämpfung ist. Bei einer Dämpfung von $\gamma_1 + \gamma_2 =$ etwa 0,1 beträgt diese Abweichuug bereits 39 Proz.

Daß die eigentümliche Form der aufgenommenen Resonanzkurven auf irgend welche Unregelmäßigkeiten in der Versuchsanordnung zurückzuführen sei, war bei dem an sich regelmäßigen Verlauf der Kurven ausgeschlossen. Auch sprach der Umstand dagegen, daß sich die Abnormität nach einem gewissen Gesetz zu entwickeln schien, indem die Spitze der Kurve, je geringer die Dämpfung wurde, eine um so schärfere Gestalt annahm.

Es lag also nahe, als Ursache hierfür einen Vorgang anzunehmen, der für die Quecksilberlampe als Funkenstrecke charakteristisch ist, wie z. B. das Auftreten einer großen Zahl von Partialentladungen[2]), deren Vorhandensein mit Hilfe des rotierenden Spiegels leicht erkennbar ist.

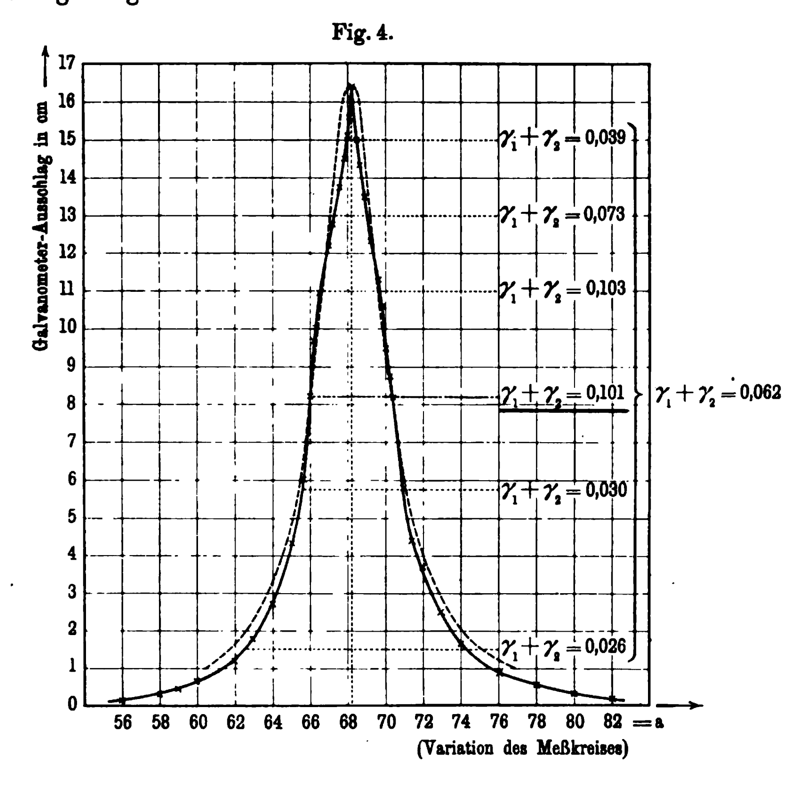
---

[1]) l. c.

[2]) G. W. PIERCE, Phys. ZS. 5, 426, 1904.

Da während dieser Versuche das Induktorium mit Wechselstrom betrieben worden war, so konnte es sehr wohl sein, daß diese Art der Erregung infolge des sinusförmigen Verlaufs des Wechselstromes das Auftreten von Partialentladungen noch besonders begünstigt hatte.

Fig. 4.



Um diese Frage zu entscheiden, wurde das Induktorium bei 10 Volt Spannung mit einem Turbinenunterbrecher betrieben, dessen Unterbrechungszahl ungefähr mit der Frequenz des Wechselstromes übereinstimmte.

Es war hierbei der Gedanke leitend, daß bei der Verwendung des Turbinenunterbrechers, der eine Stromkurve von disruptiverem Charakter liefert, die Zahl der Partialentladungen geringer sein würde als bei der Erregung mit Wechselstrom. Tatsächlich ließ auch die Beobachtung der Quecksilberlampe im rotierenden

Spiegel nur eine, selten zwei Partialentladungen erkennen und die mit dieser Anordnung aufgenommenen Resonanzkurven zeigten die übliche Gestalt, d. h. es fehlte die charakteristische Spitze.

Es konnte daher als erwiesen betrachtet werden, daß die mehr oder minder zugespitzte Gestalt der Resonanzkurve auf die größere oder kleinere Zahl von Partialentladungen zurückgeführt werden kann.

Bemerkenswert ist ferner, daß der aus allen Teilen dieser Resonanzkurven berechnete Mittelwert des Dekrements gut übereinstimmte mit den aus den halben Ausschlägen berechneten Dämpfungen für die mit Wechselstromspeisung aufgenommenen Kurven. Es läßt sich daher für diese der Schluß ziehen, daß die aus den halben Ausschlägen berechneten Dämpfungswerte diejenige Größe haben, wie sie bei Verschwinden der Partialentladungen zu erwarten wären.

Betrachtet man nun die eigentümlich spitze Form der Resonanzkurve, die eine bedeutend kleinere Dämpfung darstellt als der mittlere Teil der Kurve, so hat es den Anschein, als ob zwei Schwingungen übereinander gelagert sind, die gleiche Perioden haben, aber zeitlich nacheinander auftreten, von denen die eine bedeutend weniger gedämpft ist als die andere.

Setzt man nun eine große Zahl von Partialentladungen voraus, so könnte man sich die Entstehung dieser beiden übereinander gelagerten Schwingungen vielleicht in folgender Weise erklären:

Zu Anfang einer Oszillation besteht nur die Schwingung mit der größeren Dämpfung; setzen nun die vielen Partialentladungen ein, so wird ein Lichtbogen von geringem Widerstande ausgebildet, über welchen sich eine sehr schwach gedämpfte, vielleicht sogar wie beim DUDDELLschen Phänomen, eine ungedämpfte Schwingung überlagert.

Berlin, Physikal. Institut der Universität, November 1907.

Über das Spektrum des Rubins;
von A. Miethe.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 15. November 1907.)
(Vgl. oben S. 697.)

Über das Spektrum des rotgefärbten Korundes, des Rubins, findet sich in der Literatur nur eine Angabe von H. W. VOGEL, nach welcher der Stein seiner violett-roten Farbe entsprechend einen Absorptionsstreifen im Gelbgrün und Grün des Spektrums aufweisen soll.

Dieser Absorptionsstreifen, der ebenso verwaschen wie der Absorptionsstreifen etwa des Goldglases ist, wird aber im Spektrum des roten Korundes von einer Reihe von anderen Absorptionslinien begleitet, die sämtlich sehr fein und verhältnismäßig ziemlich scharf sind. Diese Absorptionsstreifen treten schon an dünnen Tafeln des natürlichen und des künstlichen Rubins auf und sind wohl nur wegen ihrer Feinheit übersehen worden. Man sieht sie bereits mit einem Handspektroskop besonders im roten Teile des Spektrums als dunkle Linien vom Charakter der dicken FRAUNHOFERschen Linien.

Für die Lage dieser Linien ergaben sich folgende Werte:

6960 sehr scharfe, schwarze Absorptionslinie;
6940 scharfe, etwas schwächere Absorptionslinie;
6690 verwaschener, schmaler Absorptionsstreifen;
6600 etwas stärkerer und schärferer Absorptionsstreifen;
4760 schmaler, dunkler Absorptionsstreifen;
4750 etwas stärkerer und verwaschener Absorptionsstreifen;
4670 schwacher, dunkler Streifen;
4510 ganz schwache, verwaschene Linie.

Die Breite der beiden scharfen und sehr dunkeln Absorptionsstreifen bei 6960 und 6940 beträgt etwa 0,4 $\mu\mu$, und sie stellen daher wohl mit die schärfsten Absorptionsstreifen dar, die bis jetzt bei festen oder flüssigen Körpern beobachtet worden sind. Selbst die schmalen Absorptionsstreifen der seltenen Erden sind

breiter und verwaschener als diese beiden Linien. Bei Verwendung stärkerer Dispersion erkennt man, daß auch sie nicht absolut scharf sind.

Auffallend ist die Färbung des Rubins, die bei Lampenlicht in der Durchsicht je nach der Lage der Visierlinie gegen die kristallographische Hauptachse zwischen einem schwärzlichen, durchaus nicht brillanten Blauviolett und einem ebenfalls nicht sehr reinen gelblichen Orange wechseln kann. In der Aufsicht dagegen erscheint der Stein in seinen besten Exemplaren zwar vollkommen klar, aber besonders bei Sonnenlicht oder dem Licht der elektrischen Bogenlampe in einem ganz anderen, intensiv reinen und tiefen Rot. Richtet man ein Handspektroskop auf den am besten mittels eines Kondensors beleuchteten Stein, so sieht man meist die Absorptionslinien kaum angedeutet, dagegen zeigt sich im Rot eine äußerst intensive, scharfe und helle Doppellinie, die offenbar dem Fluoreszenzspektrum des Minerals angehört. Diese Doppellinie erscheint bei Sonnenbeleuchtung äußerst hell in dem verhältnismäßig schon schwach leuchtenden Teile des roten Spektrums. Die Messung dieser Fluoreszenzlinien ergibt, daß sie absolut genau mit den Absorptionslinien 6960 und 6940 übereinstimmen und ihnen an Breite und Schärfe vollkommen gleichen. Im Handspektroskop erscheinen sie als eine einzige, absolut scharfe Linie. Mit einem stärker dispergierenden Flintglasprisma erkennt man die Duplizität, die in kleineren Gitterspektroskopen wegen der stärkeren Dispersion im roten Teile des Spektrums sehr viel auffallender ist.

Ein genaues Studium des Fluoreszenzspektrums läßt sich dadurch ermöglichen, daß man eine Platte aus Rubin schneidet. Ich habe eine derartige Platte von 2 mm Dicke, 11 mm Höhe und 8 mm Breite herstellen lassen. Befestigt man die Platte direkt vor dem Spalt des Spektroskops und beleuchtet sie mittels eines mit Quarzkondensor erzeugten Bündels intensiven elektrischen Bogenlichtes von der Seite, so übersieht man das ganze Fluoreszenzspektrum, welches außer aus den beiden genannten Linien aus einigen schwachen, mehr verwaschenen Zonen mehr nach dem weniger brechbaren und einigen etwas breiteren Zonen mehr nach dem brechbaren Teile des Rot besteht. Im Blau befinden sich keine Fluoreszenzlinien.

Um festzustellen, ob, wie man erwarten sollte, das Fluoreszenzlicht von den Wellen stärkster Absorption erregt wird oder ob andere Wellen dasselbe erzeugen, wurde ein größerer fehlerfreier Stein durch ein lichtstarkes, mittels Quarzprisma und Quarzlinse erzeugtes Spektrum hindurchgeführt. Dabei erscheint der Stein innerhalb des gesamten sichtbaren Spektrums vollkommen dunkel, beginnt dagegen bei 3900 zu fluoreszieren, zeigt eine gesteigerte Fluoreszenz bei 3850, um dann bei 3800 schnell sich wieder zu verdunkeln. Innerhalb dieses Bereiches scheint das Fluoreszenzspektrum, abgesehen von größerer oder geringerer Helligkeit der Hauptfluoreszenzlinien, sich gleich zu bleiben.

Der Rubin bietet daher eine Analogie zu den eigentümlichen Zusammenhängen, die zwischen den Absorptions- und Fluoreszenzspektren des Natrium- und Joddampfes von Wood konstatiert worden sind und ist das erste Beispiel einer festen Substanz, die derartige einfache Beziehungen zwischen der Lage der Absorptions- und Fluoreszenzlinien aufweist.

Bei der Bestrahlung mit Kathodenstrahlen zeigt der Rubin genau das gleiche Verhalten wie beim Bestrahlen mit dem ultravioletten Licht zwischen 3900 und 3800. Er fluoresziert auch hier äußerst intensiv unter Emission der gleichen Wellenlänge.

Die anderen Varietäten natürlicher und künstlicher Korunde, farbloser Korund, Saphir, Violettrubin und einige andere, durch verschiedene Mittel gefärbte kristallisierte künstliche Korunde zeigen zwar ebenfalls sowohl im ultravioletten Licht wie unter der Wirkung der Kathodenstrahlen teilweise starke Fluoreszenz, bei keinem derselben aber findet sich jene rote Doppellinie vor oder überhaupt irgend eine schärfere Linie. Das Fluoreszenzspektrum ist mit verschiedener Intensität besonders im roten, gelben und grünen Teile des Spektrums sichtbar. Es scheint also, als ob das Chrom, welches als färbender Bestandteil des Rubins und der künstlichen roten Korunde anzusprechen ist, die Ursache des Auftretens der roten Linie ist, die übrigens nicht nur beim durchsichtigen natürlichen Rubin erscheint, sondern auch bei mit Chrom gefärbter Thermitschlacke und bei vor dem Knallgasgebläse oder im elektrischen Ofen erschmolzenen mit Chrom gefärbten Tonerdemassen.

Über die Ausdehnung des Quarzglases;
von Karl Scheel.

(Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 29. November 1907.)

(Vgl. oben S. 699.)

In einer früheren Veröffentlichung[1]) habe ich bereits darauf hingewiesen, daß das Quarzglas, welches sich bekanntlich durch eine sehr kleine thermische Ausdehnung auszeichnet, abweichend von dem Verhalten der übrigen festen Körper, ein Dichtigkeitsmaximum besitzt, welches für die untersuchte Probe als bei — 46° liegend berechnet wurde.

Die absolute Ausdehnung des Quarzglases wurde damals aus der relativen Höhenänderung eines von der Firma W. C. HERÄUS in Hanau geschmolzenen Zylinderchens aus diesem Material gegen einen absolut gemessenen Ring aus Bergkristall nach der FIZEAUschen Methode abgeleitet.

Neuerdings ist nun die Reichsanstalt in den Besitz eines FIZEAUschen Systems aus Quarzglas gelangt, welches von der Firma CARL ZEISS in Jena aus einem von ihr selbst geschmolzenen Material geschliffen wurde. Das System besteht aus einer Bodenplatte von 38 mm Durchmesser und 10 mm Dicke, dem ringförmigen Körper von 24 mm innerem und 32 mm äußerem Durchmesser von ähnlicher Form wie der früher beschriebene[2]) Ring aus Bergkristall, dessen Höhe nach einer Nachbearbeitung zu 9,942 mm bestimmt wurde, sowie endlich der 8 mm dicken kreisförmigen Deckplatte von 36 mm Durchmesser. Die Deckplatte war bis auf einige Schlieren, die aber die Beobachtung nicht beeinträchtigten, vollkommen glasklar.

Es schien nun von Interesse, zu untersuchen, ob sich die am Zylinderchen aus Quarzglas beobachtete Anomalie auch bei dem neuen Ringe aus diesem Material zeige. Die hierfür benutzte Versuchsanordnung war genau die gleiche, wie die in der eingangs zitierten Veröffentlichung beschriebene. Außer bei der Temperatur

---

[1]) KARL SCHEEL, diese Verh. 9, 3–23, 1907.

[2]) KARL SCHEEL, Ann. d. Phys. (4) 9, 838, 1902; Wiss. Abh. d. Phys.-Techn. Reichsanstalt 4, 37, 1904.

der flüssigen Luft und bei Zimmertemperatur wurden aber jetzt noch Beobachtungen bei etwa —78° in einem Bade von fester Kohlensäure und absolutem Alkohol eingeschaltet, schließlich wurde auch das l. c., S. 9, abgebildete „Abkühlungsgefäß“ in siedendem Wasser erhitzt und dadurch Beobachtungen bei +100° gewonnen. Die Beobachtungstemperaturen (—190, —78, +16, +100°) sind also ziemlich gleichmäßig über das Intervall der Untersuchung verteilt, ein Vorteil gegenüber der früheren Anordnung (—190, +16, +56, +100°), der eine schärfere Fixierung des Dichtemaximums ermöglichte.

Die Versuche wurden auch jetzt wieder im luftleeren Raume angestellt, so daß Korrektionen wegen der beim Übergang von einer Temperatur zu einer anderen sich ändernden Dichte der im System eingeschlossenen Luft vermieden wurden.

Die Verschiebung der Interferenzstreifen wurde bei der Abkühlung bzw. bei der Erwärmung des Systems durch direkte Beobachtung verfolgt. Auf Grund dieser Beobachtung kann ausgesprochen werden, daß die Höhenänderung des Ringes aus Quarzglas bei Temperaturvariationen stetig erfolgt, daß also das Dichtemaximum des Quarzglases nicht auf plötzliche Veränderungen zurückzuführen ist.

Die Messung der Ausdehnung erfolgte bei vier Wellenlängen $\left(\frac{\lambda}{2} = 0{,}3338;\ 0{,}2938;\ 0{,}2730;\ 0{,}2508\right)$. Die Resultate wurden sodann auf metrisches Maß umgerechnet und für jede Reihe zu einem Mittel vereinigt. Diese Mittel sind nach Anbringung kleiner Reduktionen auf die sehr nahe liegenden runden Temperaturen die folgenden:

Reihe	Intervall	Ausdehnung in μ = 0,001 mm	Mittel
1	—190 bis +16°	—0,148	—0,149 μ
2	—190 „ +16	—0,151	
3	—78 „ +16	+0,240	+0,241 „
4	—78 „ +16	+0,242	
5	+16 „ +100	+0,432	+0,437 „
6	+16 „ +100	+0,440	
7	+16 „ +100	+0,439	

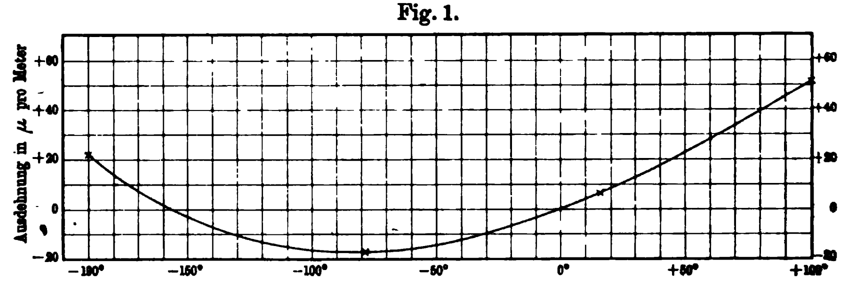
Es gelingt nicht, diese Werte durch eine quadratische Interpolationsformel zusammenzufassen; die übrig bleibenden Fehler würden alsdann die Beobachtungsfehler bei weitem übersteigen. Ohne überschüssige Gleichungen gibt die dreigliedrige Interpolationsformel

$$l_t = l_0\,(1 + 0{,}388 \,.\, 10^{-6} \,.\, t + 0{,}001682 \,.\, 10^{-6} \,.\, t^2 - 0{,}00000504 \,.\, 10^{-6} \,.\, t^3)$$

unter Berücksichtigung der Ringhöhe gleich 9,942 mm die Beobachtungen vollständig wieder.

Die graphische Darstellung dieser Interpolationsformel ist in der Fig. 1 gegeben. Man erkennt daraus, daß die Ausdehnungs-

Fig. 1.



kurve ein Minimum, die Dichtigkeit des Quarzglases also ein Maximum hat, welches sich nach der Formel als bei -84^0 liegend berechnet. Ein Stab aus Quarzglas, dessen Länge bei 0^0 gleich 1 m wäre, würde bei dieser Temperatur noch um 18 μ verkürzt erscheinen.

Hiermit ist erwiesen, daß auch das Material des Ringes aus Quarzglas sich in bezug auf die Ausdehnung anomal verhält, und es erscheint der Schluß gerechtfertigt, daß das Dichtemaximum eine Eigenschaft des Quarzglases überhaupt sei.

Eine zahlenmäßige Vergleichung (in μ pro 1 m) wird durch folgende Tabelle geliefert.

Material	Ausdehnung zwischen −190 u. +16°	Lage des Minimums	Größe des Minimums
Zylinder aus Quarzglas von W. C. Heräus in Hanau	$-41\,\mu$	-46^0	$-10\,\mu$
Ring aus Quarzglas von Carl Zeiss in Jena	-15 „	-84^0	-18 „

Die Zahlen für Lage und Größe des Minimums entfernen sich, namentlich mit Berücksichtigung dessen, daß beides im ersteren Falle weniger scharf bestimmt ist, nicht allzu sehr voneinander. Die Ausdehnung zwischen —190 und +16° ist in beiden Fällen scheinbar recht verschieden. Doch wird der Unterschied prozentisch nur dadurch so beträchtlich, daß die Ausdehnung des Quarzglases absolut sehr klein ist. Die absolute Differenz würde bei Körpern mit normal großer Ausdehnung schon eine recht gute Übereinstimmung bedeuten.

Die bei der vorliegenden Untersuchung mitbeobachtete Ausdehnung des Ringes aus Quarzglas bei Erwärmung auf 100° ermöglicht einen Vergleich mit anderen entsprechenden Werten.

Ausdehnung zwischen 0 und 100° in μ pro Meter.

Beobachter	Material	Ausdehnung
CHAPPUIS [1])	Selbstgefertigter Zylinder	50
SCHEEL [2]) .	Zylinder Nr. 1 von W. C. HERÄUS in Hanau	47 } Mittel 47
„ .	„ Nr. 2 „ „ „ „	46 } Mittel 47
„ [3]) .	Ring aus Quarzglas von CARL ZEISS in Jena	50

Die Übereinstimmung der drei Werte ist namentlich bei Berücksichtigung der verschiedenen Herkunft der drei Quarzglassorten eine vorzügliche. HOLBORN und HENNING [4]) geben aus Messungen zwischen 0 und 1000° den mittleren Ausdehnungskoeffizienten des Quarzglases konstant gleich 54.10^{-8} an. Trotz der starken Krümmung unter 0° scheint also die Ausdehnung des Quarzglases oberhalb 0° wesentlich linear zu verlaufen.

---

[1]) P. CHAPPUIS, Verh. Naturf.-Ges. Basel **16**, 173—183, 1903.

[2]) KARL SCHEEL, Verh. D. Phys. Ges. **5**, 119—123, 1903; der Zylinder Nr. 2 ist identisch mit demjenigen, welcher auch in tiefer Temperatur untersucht wurde.

[3]) Nach obiger dreigliedriger Interpolationsformel berechnet.

[4]) L. HOLBORN und F. HENNING, Ann. d. Phys. (4) **10**, 446—448, 1903.

Charlottenburg, den 27. November 1907.

Temperaturmessung auf physiologischem Gebiet mit Hilfe der Strahlung;

von F. Kurlbaum.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 13. Dezember 1907.)

(Vgl. weiter unten.)

Auf physiologischem Gebiet hat man bisher die Temperatur mit Thermometer oder Thermoelement gemessen, wobei das Instrument durch Berührung mit dem zu untersuchenden Körper dessen Temperatur annahm.

Handelt es sich aber z. B. um die Messung der Temperatur der Oberfläche der menschlichen Haut im gesunden oder krankhaften Zustande, so versagt die Methode, da das Thermoelement bei Berührung mit der Haut natürlich nicht die Temperatur der Haut annehmen würde.

Jedoch kann das Thermoelement wie das Bolometer auch als Strahlungsmesser benutzt werden und gibt die Temperatur sehr genau an, falls die bezüglichen Strahlungsgesetze bekannt sind. Am einfachsten wird der Fall, wenn die strahlende Fläche für Wärmestrahlen schwarz ist, d. h. für das betrachtete Temperaturintervall die theoretisch maximale Absorption und Emission besitzt. Es ist also für die gewählte Aufgabe das Emissionsvermögen der menschlichen Haut zu untersuchen.

Zu dem Zwecke wurde zunächst die Strahlung der inneren Fläche der rechten Hand mit derjenigen der linken Hand verglichen. Statt des Thermoelements wurde hier eine Thermosäule verwandt. Zwischen Hand und Thermosäule war ein kreisförmiges Diaphragma von 2,5 cm Durchmesser und ein Fallverschluß eingeschaltet. Die Strahlung der rechten Hand ergab im Mittel einen Ausschlag am Galvanometer von 23,2 cm, die der linken Hand einen solchen von 23,1 cm.

Dann wurde die rechte Handfläche mit Mattlack geschwärzt, die linke blieb frei, nun gab die rechte Hand im Mittel 23,0, die linke 23,3 cm Ausschlag.

Wie man sieht, ist die Handfläche schon von Natur thermisch schwarz, denn auf die geringe Differenz zwischen rechter geschwärzter und linker ungeschwärzter Hand soll hier kein Gewicht gelegt werden. Die ungeschwärzte Hand erschien sogar thermisch schwärzer, jedoch ist der Versuch insofern nicht ganz rein, als der Mattlack die Hautfläche wohl auch physiologisch beeinflußt, indem er die natürliche Atmung der Haut hindert.

Im Gegensatz zu obigen Resultaten sinkt die Strahlung der Hand auf einen sehr kleinen Bruchteil herab, wenn man die Handfläche mit Blattgold oder mit Blattsilber belegt, welches sich ohne Bindemittel durch Druck so an die Handfläche anpressen läßt, daß noch die feinsten Linien der Haut sichtbar bleiben.

Hiernach kann die Strahlung der menschlichen Haut als schwarze Strahlung angesehen und für die Temperaturmessung das STEFAN-BOLTZMANNsche Strahlungsgesetz $S = \sigma \vartheta^4$ zugrunde gelegt werden, worin S die Gesamtstrahlung, ϑ die absolute Temperatur und σ eine Konstante bedeutet.

Die Tempuraturmessung wird nun aus zwei Gründen sehr einfach: erstens, weil wir es mit einem schwarzen Körper zu tun haben; zweitens, weil das zu untersuchende Temperaturintervall gewöhnlich so klein ist, daß die Strahlung proportional der Temperatur erscheint. Demnach wird auch der Ausschlag am Galvanometer proportional der Temperatur und die Thermosäule kann mit Hilfe eines geschwärzten und mit Wasser gefüllten Metallgefäßes, dessen Temperatur mit einem Thermometer gemessen wird, in seiner jedesmaligen Situation auf Temperatur geeicht werden. In der Weise wurde die Temperatur der obigen strahlenden Hand gleich 34° gefunden.

Auch wenn man nicht die Temperatur, sondern den durch Ausstrahlung bedingten Wärmeverlust kennen will, wird es genügen, mit dem geeichten Thermoelement die Temperatur zu messen und das obige Gesetz in der Form $S = \sigma(\vartheta_1^4 - \vartheta_2^4)$ zu

benutzen, worin ϑ_1 die absolute Temperatur des strahlenden Körpers, ϑ_2 die Temperatur der Umgebung bzw. der Thermosäule bedeutet, und $\sigma = 1{,}28 \,.\, 10^{-12} \frac{\text{g-Cal}}{\text{cm}^2 \text{ sec}}$ oder $= 5{,}32 \,.\, 10^{-12}$ Watt zu setzen ist[1]).

[1]) F. Kurlbaum, Wied. Ann. 65, 746—760, 1898.

Charlottenburg, Dezember 1907.

Über die gegenseitige Beeinflussung in Reihe geschalteter Induktionsapparate;

von W. Biegon von Czudnochowski.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 15. November 1907.)

(Vgl. oben S. 698 u. 699.)

---

§ 1. Man verwendet gegenwärtig in der Radiotelegraphie meist sog. „Resonanzinduktorien", gespeist mit Wechselstrom, mit primär vorgeschalteter Drosselspule; es geschieht das zur Erzielung scharfer, reiner Resonanzschwingungen. Auch bei einem gewöhnlichen Funkeninduktor treten zwar schon bei offenem Sekundärkreis in diesem Schwingungen auf, es sind diese Apparate aber gemeinhin nicht so eingerichtet, daß unter den beim normalen Gebrauch vorkommenden Verhältnissen auch nur angenäherte Resonanz zwischen Primär- und Sekundärkreis auftreten könnte; es erscheint jedoch naheliegend, daß sich hierbei in ähnlicher Weise wie beim Wechselstrom eine Verbesserung erzielen ließe.

§ 2. Man kann den primären „zerhackten" Gleichstrom als einen gleichgerichteten Wechselstrom ansehen und sich die dessen Verlauf darstellenden Schaulinien durch „äquivalente Sinuslinien" ersetzt denken[1]); dann gilt für die Effektivwerte von Stromstärke und Spannung die Beziehung:

$$J_{eff.} = \frac{E_{eff.}}{\sqrt{W^2 + \omega^2 \mathfrak{L}^2}} = \frac{E_{eff.}}{\mathfrak{W}}, \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

worin W der ohmische Widerstand, $\mathfrak{L}$ die Selbstinduktion und $\mathfrak{W}$ der scheinbare Widerstand des Kreises ist. Würde man nun primär eine Drosselspule vor das Induktorium schalten, so würde dadurch eine Lockerung der Koppelung zwischen Primär- und Sekundärkreis bewirkt werden[2]), es können sich die Schwingungen im Sekundärkreise freier entwickeln; allerdings wäre zur Speisung in diesem Falle eine dem höheren Widerstand entsprechend größere Spannung erforderlich. Hier ist nun aber

---

[1]) Vgl. Benischke, Grundgesetze der Wechselstromtechnik. Elektrotechnik in Einzeldarstellungen 3, 114. Braunschweig, Vieweg & Sohn.

[2]) Derselbe, Die wissenschaftlichen Grundlagen der Elektrotechnik, S. 449—450. Berlin, J. Springer.

$$\mathfrak{W} = \sqrt{(W_1 + W_2)^2 + \omega^2(\mathfrak{L}_1 + \mathfrak{L}_2)^2}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 2)$$

worin W_1 und W_2 die Einzelwiderstände von bzw. Drosselspule und Primärspule, $\mathfrak{L}_1$ und $\mathfrak{L}_2$ die entsprechenden Selbstinduktionen sind; da nun im allgemeinen nicht $\mathfrak{L}_1 : W_1 = \mathfrak{L}_2 : W_2$ sein wird, so ist die Phasenverschiebung zwischen J und E in W_1 und W_2 auch verschieden, demnach **gilt nicht**

$$E_{eff.} = E_{1eff.} + E_{2eff.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad 3)$$

Ersetzt man jetzt die Drosselspule durch einen Transformator, d. h. versieht man sie mit einer Sekundärwickelung, was man im vorliegenden Falle einfach durch Vorschalten eines zweiten Induktoriums verifizieren kann, so läßt sich dadurch, daß man dieses sekundär mit einem veränderbaren induktionsfreien Widerstand belastet [1]), die Phasenverschiebung in beiden Apparaten gleich groß machen, da ja die primäre Phasenverschiebung eines Transformators vom sekundären Strom abhängt [2]), und somit Gleichung 3) erfüllen. Die vorstehenden Betrachtungen als wirklich gültig vorausgesetzt, würde dies zur Folge haben, daß die gesamte EMK der Selbstinduktion des zugeschalteten Apparates zur Erhöhung der Ladespannung des dem Unterbrecher parallel geschalteten Kondensators dient; es wird also dessen Ladungsenergie, gleich $C.E$, eine wesentlich größere sein. Außerdem wird aber jetzt die Eigenperiode des Primärkreises gegenüber der einfachen Schaltung vergrößert, der des Sekundärkreises genähert sein, so daß, wenn man den bisherigen Versuchsergebnissen entsprechend [3]) die Induktionswirkung als allein von den Ladungs- und Entladungsschwingungen im Primärkreise abhängig ansieht, die Vorschaltung eines zweiten Induktoriums die Möglichkeit zur Verbesserung des Effektes eines Induktoriums gewöhnlicher Bauart zu bieten scheint.

§ 3. Dem Gesagten entsprechend waren die Ergebnisse von Versuchen mit zwei Induktorien von Max Kohl für 120 mm

---

[1]) Benischke, Anwendung des Transformators als regulierbarer Widerstand, Elektrische Kraftbetriebe und Bahnen, 1907, Heft 21.

[2]) Derselbe, Die wissenschaftl. Grundlagen usw., S. 237 (Tabelle).

[3]) Vgl. z. B. Klingelfuss, Verhandl. d. naturf. Ges. Basel **13**, 2, 1900, auszugsweise bei E. Ruhmer, Konstruktion, Bau und Betrieb der Funkeninduktoren, S. 61—65, Leipzig, Hachmeister & Thal; B. Walter, Wied. Ann. **62**, 300, auszugsweise Elektrotechn. Rundschau **15**, 30—31, 1897.

Normalschlagweite bei 5 Amp., bzw. von SIEMENS & HALSKE für 25 mm Schlagweite bei ~ 1,5 Amp. [1]), zu deren Speisung eine zehnzellige Akkumulatorenbatterie (W. A. BOESE, Type C^{I}) diente. Fig. 1 zeigt die Funkenlänge als $F(I_{pr})$ für den großen Induktor bei normalem Gebrauch mit seinem eigenen — sog. „schnellgehenden" Quecksilber — -Unterbrecher, Fig. 2 dasselbe bei Vor-

Fig. 1 [2]).

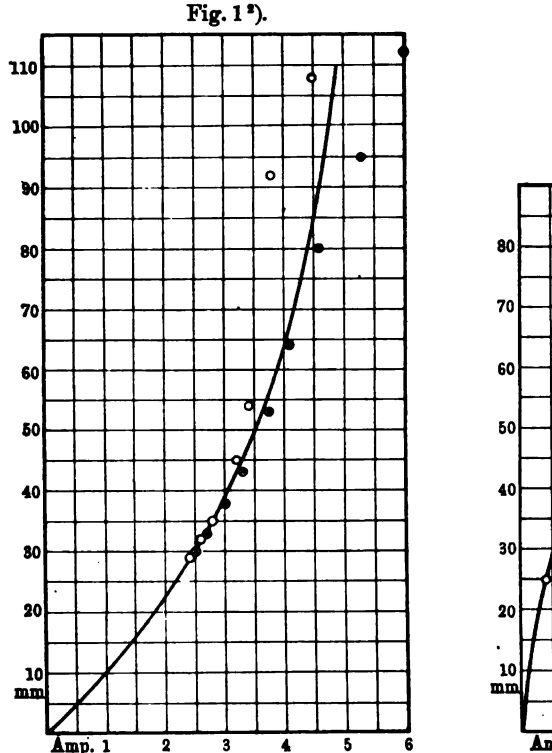


Fig. 2.

schaltung des kleinen Induktors mit Platinhammerunterbrecher bei kurzgeschlossener Sekundärspule (die Stromstärke wurde in diesem Falle allein durch Änderung der Betriebsspannung mittels Zu- bzw. Abschaltung von Zellen bewirkt). Der Kondensator des

[1]) Beide Apparate sind mit überzähligen Klemmen zur Vornahme verschiedener Schaltungen versehen.

[2]) Die Funkenstrecke war eine asymmetrische, Spitzenanode-Plattenkathode; die Strommessung geschah mittels Weicheiseninstrumentes älterer Form der Allgem. Elektrizitäts-Gesellschaft.

kleinen Apparates wurde nicht benutzt; die Schwingungszahlen der beiden Unterbrecher waren nahezu übereinstimmend[1]). Ein Vergleich beider Figuren zeigt, daß die absolute Differenz der Funkenlängen bei gleicher Stromstärke am größten ist bei $\sim$ 2,5 Amp., bei $\sim$ 4,8 Amp. dagegen wieder 0. Bemerkenswert ist, daß, während allgemein das Verhältnis der Schlagweite bei Platin- zu der bei Quecksilberunterbrecher mit 3:4 angegeben zu werden pflegt[2]), es hier dagegen bei 1 Amp. 4,5:1, bei 2 Amp. 3,2:1 beträgt, d. h. sechs- bzw. viereinviertelmal günstiger ist.

§ 4. Ganz reine Verhältnisse erhielte man, wenn man die Unterbrechungen synchron mit den primär auftretenden Schwingungen erfolgen ließe, d. h. einen sog. „Resonanzunterbrecher" anwendete[3]), dessen Schwingungszahl hier jedoch nicht sehr hoch zu sein brauchte, weil es sich um relativ langsame Schwingungen handelt[4]); über eine hierfür geeignete Unterbrecherkonstruktion hoffe ich in einiger Zeit berichten zu können.

Nach dem Mitgeteilten erscheint es möglich, jedes Induktorium in mehr oder weniger vollkommener Weise als Resonanzinduktorium[5]) zu betreiben.

---

[1]) Bei den Versuchen arbeitete der kleine Induktor gewissermaßen als Unterbrecher für den großen, da er — vgl. Anm. [1]) a. v. S. — an Stelle von dessen Unterbrecher eingeschaltet war, der bei den Versuchen infolge fehlerhafter Konstruktion zu Bruche gegangen war.

[2]) Vgl. z. B. Max Kohl, Preisliste 12 II, S. 620, Bemerkung zu L.-Nr. 11830 bis 11834.

[3]) Vgl. H. Barkhausen, Das Problem der Schwingungserzeugung, S. 24 —28, Leipzig, S. Hirzel, 1907; H. Th. Simon, Jahrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie **1**, 45, 1907.

[4]) Vgl. Die Beschreibung der Einrichtung der Großstation Nauen für Radiotelegraphie in O. Arendt, Die elektrische Wellentelegraphie, S. 135—140. Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1907.

[5]) Literatur über Resonanzinduktorien: G. Seibt, Über Resonanzinduktorien und ihre Anwendung in der drahtlosen Telegraphie, Elektrotechn. ZS. **25**, 276—281, 1904. — G. Benischke, Der Resonanztransformator, ebenda **28**, 25—26, 1907, sowie in „Die wissenschaftlichen Grundlagen der Elektrotechnik", S. 328—334, 1907. Berlin, J. Springer. — C. Breitfeld, Der Resonanztransformator, Elektrotechn. ZS. **28**, 627—628, 1907. — G. Glage, Experimentelle Untersuchungen am Resonanzinduktor, 50 S., Diss. Straßburg 1907. — Ferner Briefe über Prioritätsfragen von Graf v. Arco, Elektrotechn. ZS. **25**, 641, R. H. Rendahl, ebenda 394 u. 641; G. Seibt, ebenda 494 u. 708, sowie über sachliche Meinungsverschiedenheiten, ebenda **28**, 137 u. 327 von G. Seibt und G. Benischke.

Wilmersdorf bei Berlin, Oktober 1907.

Ein Gitterphotometer;
von W. Biegon von Czudnochowski.

(Vorläufige Mitteilung.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 29. November.)
(Vgl. oben S. 699.)

§ 1. Besondere Schwierigkeiten bereitet in der Photometrie stets die Vergleichung verschiedenfarbiger Lichtquellen miteinander, und man hat in verschiedener Weise jene zu überwinden getrachtet, wobei an die Flimmer-, Sehschärfe- und Kontrastphotometer erinnert sei. Schon an anderer Stelle[1]) habe ich darauf hingewiesen, daß das alte Lambert-Rumfordsche Schattenphotometer eigentlich auch als Kontrastphotometer aufzufassen ist, denn man wird, wenn auch unbewußt, mehr auf gleich scharfes Abheben der verschiedenfarbigen Schatten, denn auf deren gleiche Helligkeit einstellen. Dies Photometer ist zwar einfach, aber nicht sehr genau, auch wenn man den Schirm durchscheinend macht und die Schatten unter Ausschluß von Nebenlicht von der Rückseite beobachtet; im nachstehenden soll kurz eine Anordnung beschrieben werden, welche, in ihren Grundzügen zwar von dem genannten Apparat ausgehend, doch in vielem wesentlich davon abweicht und, soweit sich bis jetzt beurteilen läßt, einer erheblichen Genauigkeit fähig erscheint.

§ 2. Denken wir uns an Stelle des einfachen schattenwerfenden Stabes des einfachen Lambert-Rumfordschen Photometers mehrere derselben in gleichen Abständen voneinander parallel in einer zu dem Schirm parallelen Ebene aufgestellt, und zwar bei in gleicher Wagerechten nebeneinander stehenden Lichtquellen senkrecht, so kann man es leicht dahin bringen, daß auf dem Schirm eine Reihe äquidistanter Schattenstreifen entstehen, von denen einerseits der 1., 3., 5., 7. usw. in einer, und

[1]) W. Biegon von Czudnochowski, Das elektrische Bogenlicht, seine Entwickelung und seine physikalischen Grundlagen, 7 Lieferungen, Leipzig, S. Hirzel, 1904—1906, S. 27.

der 2., 4., 6., 8. usw. in der anderen Farbe erscheinen; die Verhältnisse blieben aber sonst unverändert. Ganz anders jedoch, wenn wir zwei gleiche solcher Gitter zu einem Kreuzgitter vereinen, derart, daß alle Stäbe um 45° gegen die Senkrechte geneigt sind; wir erhalten dann, wie Fig. 1 zeigt, zwei Schattengitter I und II, die sich jedoch überschneiden, und an all diesen Überschneidungsstellen entstehen vollkommen schwarze Punkte *pp*. Damit ist ein weiteres Vergleichsmoment gegeben, insofern, als man nur darauf zu achten hat, daß die Konturen dieser quadratischen Punkte allseitig gleich scharf erscheinen. Es kommt aber noch ein weiterer Umstand hinzu.

Fig. 1.



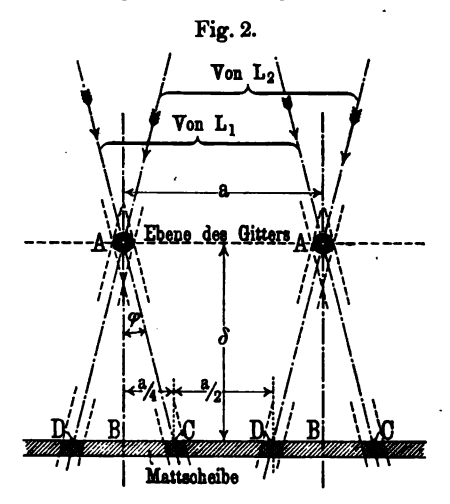
Schatten von L_1
Schatten von L_2

§ 3. Wenn man mittels Linsen das vergrößerte Bild eines Gegenstandes oder dergleichen auf einer stark transparenten Fläche entwirft, z. B. einer fein mattierten Glasplatte, wie man solche beim Photographieren als Einstellscheibe benutzt[1]), und dieses von der Rückseite her betrachtet, d. h. von der entgegengesetzten Seite, als die Projektion erfolgt, so erscheint das Bild völlig scharf nur, wenn man in der Strahlenrichtung der Lichtquelle gerade gegenüber steht, aber mehr oder weniger unscharf, wenn man es seitlich, schräg, betrachtet; ebenso erscheint auch ein auf eine solche Fläche fallender Schatten vollkommen scharf als solcher nur unter den angegebenen Betrachtungsverhältnissen. Nun haben wir hier zwei Schattensysteme, die von einander schneidenden Lichtbündeln erzeugt werden; trifft man jetzt die Anordnung so, daß die Strahlen der rechtsstehenden Lichtquelle verlängert

[1]) So war auf der Pariser Weltausstellung 1900 von SIEMENS & HALSKE ein großer Apparat zur Demonstration der verschiedenen Bogenlampentypen ausgestellt, bei welchem vier Lampen — eine normale Wechselstromlampe, Gleichstromlampen mit offenem Bogen für 35 bzw. 45 Volt, und eine Gleichstromlampe mit eingeschlossenem Bogen — in einem großen gemeinsamen Gehäuse brannten; die Lampenwerke befanden sich, mit Glasglocken bedeckt, außerhalb des Gehäuses zwecks freier Beobachtung ihres Arbeitens, die Lichtbogen konnten einmal durch Schaulöcher direkt betrachtet werden, außerdem wurden sie mittels Linsen und Spiegel von rückwärts auf feinmattierte oberhalb der Lampen angebrachte Glasscheiben projiziert.

das linke Auge, ebenso die der linksstehenden Lichtquelle das rechte Auge treffen, so sieht jedes Auge nur ein Schattensystem deutlich, die Punkte sind für beide Augen identisch, und es ergibt sich ein **stereoskopischer Effekt,** indem bei Einstellung auf gleiche Schärfe der Schattensysteme ein System scharfer, schwarzer Punkte im Raume vor einem Netzwerk erscheint. Die Fäden des letzteren erscheinen deutlich in zwei in verschiedenen Ebenen liegende Systeme getrennt, sobald die richtige Einstellung nicht mehr statthat [1]).

Fig. 2.



§ 4. Das eben Gesagte hat nun nur dann Gültigkeit, wenn die Versuchsanordnung gewissen Bedingungen Genüge leistet. Betrachten wir eins der beiden den schattenwerfenden Körper bildenden einfachen Gitter, die ja unter 45° gegen die Wagerechte und unter 90° gegeneinander geneigt angeordnet sind, denken wir uns die ganze Anordnung wagerecht durchschnitten (Fig. 2), und bezeichnen wir den wagerechten Abstand zweier Gitterdrähte mit a, dann ist, bei symmetrischer Aufstellung der zu messenden

[1]) In gewissem Sinne ist mit der hier beschriebenen die Methode von H. Boas zur Erzeugung stereoskopischer Röntgenbilder auf dem Fluoreszenzschirm verwandt (diese Verh. 2, 45—52, 1900); was im vorliegenden Falle allein die sich schneidenden Strahlenbündel bewirken, die für jedes Auge verschiedenen Bilder, das wird bei Boas durch das synchron laufende Stroboskop erreicht.

Lichtquellen, d. h. einer solchen, daß die Einfallswinkel φ gleich sind, weil die Schattenstreifen beider Schattensysteme äquidistant sein sollen, der Abstand zweier benachbarter solcher $= \frac{a}{2}$, demnach im Dreieck ABC die Seite $\overline{BC} = \frac{a}{4}$. Bezeichnen wir den Abstand des Gitters von der Mattscheibe $\overline{AB}$ mit δ, dann gilt

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\overline{BC}}{\overline{AB}} = \frac{a}{4\delta} \quad \ldots \ldots \quad 1)$$

Nun soll $\overline{AC}$ verlängert das rechte Auge, $\overline{AD}$ verlängert das linke Auge treffen, in welchem Falle die Mattscheibe, soweit ihr nahe Objekte in Frage kommen, als nahezu durchsichtig anzusehen ist; dann muß demgemäß A in der normalen Sehweite $w = 25$ cm liegen, und wir haben bei normalem Augenabstand $a_0 = 6{,}5$ cm auch

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{a_0}{2w} \quad \ldots \ldots \quad 2)$$

Aus 1) und 2) folgt dann:

$$a = \delta \frac{2a_0}{w} \quad \ldots \ldots \quad 3)$$

also a als Funktion von δ. Die Gitterkonstante k selbst ergibt sich dann

$$k = \frac{a}{\sqrt{2}} \quad \ldots \ldots \quad 4)$$

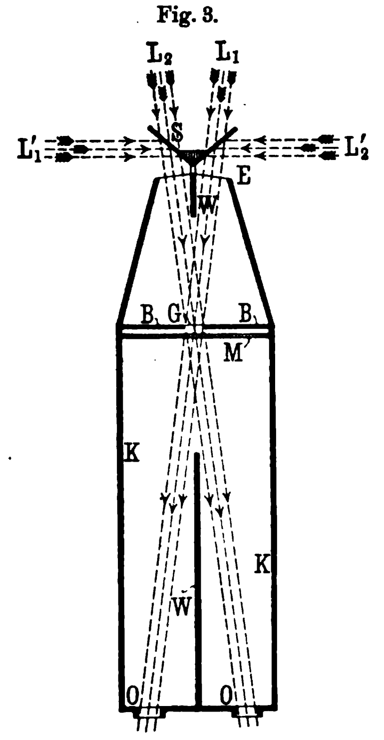
Für $\delta = 1$ cm wird demnach $k = 3{,}68$ mm. Dieser Wert für δ ist aber schon recht erheblich, wesentlich kleinere Werte erscheinen nach den bisherigen Versuchen im Einklang mit dem oben Gesagten vorteilhafter, so daß man es mit verhältnismäßig engmaschigen Gittern zu tun hat[1]).

§ 5. Soweit sich bis jetzt beurteilen läßt, erscheint die beschriebene Anordnung auch geeignet, ein von ALLARD und

[1]) Das von mir bei meinen Versuchen benutzte Gitter war ein einfaches Drahtgitter — grobe Drahtgaze — von nicht ganz gleichmäßiger Beschaffenheit hinsichtlich der Maschenweite; im Mittel war $a = 3{,}18$ mm, entsprechend $k = 2{,}25$ mm, die Drahtdicke betrug $\sim 0{,}5$ mm. Für die Zwecke genauer Messungen ist ein solches Gitter selbstverständlich nicht verwendbar, da die Drähte sämtlich in zu der des Gitters senkrechten Ebenen in Wellenlinien verlaufen.

Gladstone 1881 vorgeschlagenes Verfahren [1]) bei Vergleichung von Lichtquellen sehr verschiedener Farbe des ausgesandten Lichtes mit Erfolg in Anwendung zu bringen, welches darin besteht, durch Vergrößerung der Entfernung der Lichtquellen vom Photometer die Helligkeit der zu vergleichenden Felder dortselbst bis unter die Reizschwelle hinabzudrücken, so daß für das Auge die Farbenverschiedenheiten aufhören. Hier würde das darauf hinauslaufen, daß bei richtiger Einstellung man einen kreuzgitterförmigen gleichmäßig grauen Schatten mit der Gitterkonstante $\frac{k}{2}$ sieht; bei Verschiebungen beider Lichtquellen relativ zum Photometer in entgegengesetztem Sinne tritt dann sofort Färbung des einen oder anderen Teilsystems ein. Die Verhältnisse sind für diese Methode günstig, da ja der helle Grund und die schwarzen Punkte, der Kontrast des Schattensystems gegen diese und der stereoskopische Effekt (s. o.) gute Anhaltspunkte bieten, in letztgenanntem ja gerade das photometrische Kriterium der in Rede stehenden Anordnung besteht, die anscheinend hierfür recht empfindlich ist.

Fig. 3.



§ 6. Das Schema eines auf dem Vorgetragenen beruhenden Photometers zeigt Fig. 3. KK ist ein innen geschwärzter Kasten mit zwei Schaulöchern $O\,O$, innerhalb dessen sich in richtigem Abstande von der Okularwand das in eine einen nur kleinen Ausschnitt besitzende Blende B eingesetzte Gitter G, vor demselben im Abstande δ der Schirm, die Mattscheibe M, befinden.

[1]) W. Biegon von Czudnochowski, l. c., S. 34.

Bei EE fällt das Licht von L_1 bzw. L_2 ein; WW sind, ebenfalls geschwärzte, Zwischenwände. Es ist nicht schwierig, vor EE, um die Achse des Apparats drehbar, ein Paar Spiegel S anzubringen — oder Reflexionsprismen — derart, daß die Verbindungslinie $L'_1 L'_2$ senkrecht zur Apparatachse steht; dann ist das Photometer in gleicher Weise, wie der LUMMERsche „ideale Fettfleck" oder andere derartige Vorrichtungen, auf jeder gewöhnlichen Photometerbank zu benutzen. Als Vorzüge der beschriebenen Anordnung erscheinen mir: 1. Die große Einfachheit, da keine besonders herzustellende optische Bestandteile nötig sind, daher auch Billigkeit; 2. die, soweit sich bis jetzt beurteilen läßt, erhebliche Empfindlichkeit; 3. die Anwendbarkeit bei Vergleichung von Lichtquellen sehr verschiedener Farbe. Schwierig ist allein die Erzielung eines guten Gitters, da sämtliche Drähte desselben genau in einer Ebene liegen müssen [1]).

[1]) Vgl. Anm. 1, S. 732. Ungleichmäßigkeit in der Maschengröße ist wenig störend, wenn sie sich innerhalb mäßiger Grenzen hält, da man nur eines kleinen Gesichtsfeldes bedarf, man somit aus einem im übrigen brauchbaren Gitter von z. B. 100 × 100 mm sich die bestgeeignete, d. h. gleichmäßigste Stelle heraussuchen kann.

Wilmersdorf bei Berlin, November 1907.

Über Lösungen in Gemischen von Alkohol und Wasser;

von Ernst Cuno.

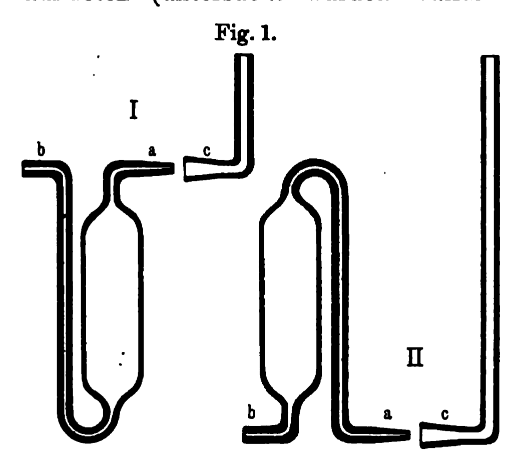
(Aus dem physikalischen Institut der Universität Erlangen.)

(Vorgelegt in der Sitzung am 29. November 1907.)

(Vgl. oben S. 699.)

Es wurden Versuche angestellt über die Zusammensetzung zweier flüssiger Schichten, wie sie beim Lösen gewisser Salze in Alkoholwassergemischen auftreten (untersucht wurden Kaliumcarbonat und Mangansulfat). Die Dichten der beiden Schichten wurden mittels der in Fig. 1 gezeichneten Abänderungen des SPRENGEL-OSTWALDschen Pyknometers bestimmt. Die Pyknometer, die ich mir von GUNDELACH in Gehlberg (Thüringen) anfertigen ließ, haben etwa 7 ccm Inhalt. Der Durchmesser der Kapillare beträgt bei *a* $^1/_2$ mm, bei *b* 1 mm. Bei *a* befindet sich ein kleiner Glasschliff, auf den das Ansatzstück *c* paßt.

Fig. 1.



Zur Bestimmung der Dichte der oberen Schicht wird das Pyknometer I mit Ansatzstück und geeignet gebogenem Drahte zum Festhalten im Trockenofen auf einige Grade oberhalb der Versuchstemperatur erwärmt, hierauf das Ganze in die obere Schicht eingetaucht und durch schwaches Ansaugen an einem Kugelrohr, das durch einen Gummischlauch mit dem Ansatzstück verbunden ist, das Pyknometer ganz mit Flüssigkeit gefüllt. Nachdem das Ansatzstück noch unter der Flüssigkeit abgenommen wurde, hebt man das Pyknometer aus der Flüssigkeit, wobei sich

diese im weiteren Schenkel sofort zurückzieht, da die Temperatur der Flüssigkeit immer höher gewählt wurde als die Zimmertemperatur. Das Pyknometer wird hierauf mit Wasser abgespült, getrocknet und dann gewogen. Wurde derselbe Versuch mit destilliertem Wasser an Stelle der Flüssigkeit ausgeführt (bei gleicher Temperatur) und das Pyknometer auch noch leer gewogen, so läßt sich aus diesen drei Wägungen die Dichte der Flüssigkeit bei der betreffenden Temperatur in bekannter Weise berechnen.

Bei der unteren Schicht verfährt man ebenso wie bei der oberen Schicht, nur muß man beim Einbringen des Pyknometers II in die Flüssigkeit in das Ansatzstück schwach hineinblasen, damit nicht schon von der oberen Schicht ein Teil in das Pyknometer gelangt. Nach dem Herausnehmen aus der Flüssigkeit wird das Pyknometer II vorsichtig umgekehrt, um ein Auslaufen der Flüssigkeit zu vermeiden.

Der Salzgehalt wurde bei Kaliumcarbonat durch Titration, bei Mangansulfat durch Abdampfen bestimmt. Größere Schwierigkeit bot die Bestimmung des Alkoholgehalts der beiden Schichten. Derselbe wurde schließlich mit Hilfe der elektrischen Leitfähigkeit der Lösung ermittelt.

Bezieht man den Salzgehalt und den Alkoholgehalt der Schichten auf 100 g Wasser und wählt den Alkoholgehalt als X-Achse und den Salzgehalt als Y-Achse eines rechtwinkeligen Koordinatensystems, so erhält man, wenn man die verschiedenen oberen und unteren Schichten aufträgt (bei derselben Temperatur), eine Kurve, die im ersten Quadranten verläuft, nach unten konvex ist und sich den beiden Achsen nähert, um schließlich, wie sich aus den theoretischen Arbeiten von SCHREINEMAKERS[1]) und den experimentellen von B. R. DE BRUYN[2]) ergibt, in die Kurve überzugehen, die das Gleichgewicht zwischen gesättigten Lösungen und dem Salz oder festen Hydraten darstellt. Fig. 2 zeigt diese „Schichtungskurve“ für Kaliumcarbonat bei 25°.

Eine Lösung, die zwischen der X- und Y-Achse und dieser Kurve liegt, ist ungesättigt; liegt aber die Lösung oberhalb der Kurve, so zerfällt sie in die beiden Lösungen, deren Zusammen-

[1]) F. A. H. SCHREINEMAKERS, ZS. f. phys. Chem. 22, 93 u. 515, 1897, sowie 25, 305, 1898.

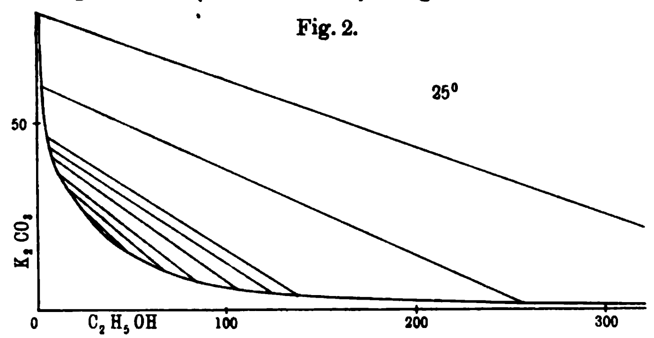
[2]) B. R. DE BRUYN, ZS. f. phys. Chem. 32, 63, 1900.

setzung durch die Endpunkte der durch den betreffenden Punkt gehenden Strecke gegeben ist.

Aus den Versuchen hat sich ergeben, daß die Temperatur bei Kaliumcarbonat und Mangansulfat sehr wenig Einfluß sowohl auf den Eintritt der Schichtenbildung als auch auf die Zusammensetzung der beiden Schichten ausübt.

Die kritische Lösung, das heißt die Lösung, bei der die beiden Schichten einander gleich werden, die also durch den Punkt dargestellt wird, wo die beiden Kurventeile für die obere und untere Schicht zusammentreffen, hat bei Kaliumcarbonat für die untersuchten Temperaturen (25, 40 und 60°) die gleiche Zusammensetzung.

Fig. 2.



Die Änderung der Schichtungskurven mit der Temperatur erfolgt bei Kaliumcarbonat derart, daß für die oberen Schichten die Schichtungskurve für eine höhere Temperatur höher liegt als für eine niedrigere Temperatur. Für die unteren Schichten mit sehr großem Salzgehalt ist dasselbe der Fall. Bei mittlerem Salzgehalt schneiden sich die Kurven und gehen dann alle durch den kritischen Punkt.

Sehr verschieden verhalten sich Kaliumcarbonat und Mangansulfat beim Lösen in Alkoholwassergemischen. Während das erstere sich auch dann noch löst, wenn bereits Schichtenbildung eingetreten ist, erhält man beim Lösen von Mangansulfat niemals Schichtenbildung, indem das Salz ungelöst bleibt. Man erhält bei letzterem Schichtenbildung, indem man einer Lösung des Salzes in Wasser Alkohol zusetzt.

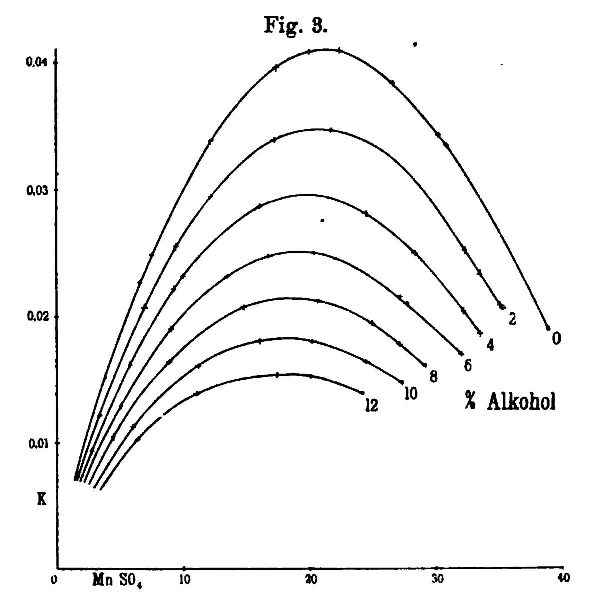
Der BODLÄNDERsche[1]) Ausdruck $\frac{W}{\sqrt[3]{S}}$, sowie der von W. HERZ

[1]) G. BODLÄNDER, ZS. f. phys. Chem. 7, 314, 1891.

und M. KNOCH[1]) $\frac{(S+A).W}{S+A+W}$ (A, W und S sind die Mengen Alkohol, Wasser und Salz in 100 ccm der Lösung) zeigen sich für mittlere Alkoholgehalte ziemlich gut konstant.

Leitfähigkeitsbestimmungen ergaben, daß sich das Maximum der Leitfähigkeit, das bei Lösungen von Kaliumcarbonat und Mangansulfat in reinem Wasser auftritt, mit steigendem Alkoholgehalt zu Lösungen mit sinkendem Salzgehalt verschiebt. Die Leitfähigkeit nimmt mit wachsendem Alkoholgehalt bei gleichem Salzgehalt sehr rasch ab. Fig. 3 zeigt die Leitfähigkeitskurven

Fig. 3.



für Lösungen von Mangansulfat in Gemischen von Alkohol und Wasser bei 15°. Dabei bezieht sich der Alkohol- und Salzgehalt auf 100 g der Lösung, und als Einheit der Leitfähigkeit wurde die Leitfähigkeit eines Körpers angenommen, von dem eine Säule von 1 cm Länge und 1 qcm Querschnitt den Widerstand 1 Ohm besitzt.

---

[1]) W. HERZ und M. KNOCH, ZS. f. anorg. Chem. 46, 193, 1905.

Jahrg. 5 *Heft 24*

Berichte

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft

enthaltend

Verhandlungen

der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben

von

Karl Scheel

und

Halbmonatliches Literaturverzeichnis

der „Fortschritte der Physik“, dargestellt von der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

redigiert von

Karl Scheel
für reine Physik

Richard Assmann
für kosmische Physik

Braunschweig
Druck und Verlag von Friedrich Vieweg und Sohn
1907

Monatlich zwei Nummern. — Abonnementspreis pro Jahrgang 8 Mark. — Zu beziehen durch alle Buchhandlungen und Postanstalten.

Inhalt.

1. Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

2. Halbmonatliches Literaturverzeichnis der Fortschritte der Physik.

Verhandlungen
der
Deutschen Physikalischen Gesellschaft

Im Auftrage der Gesellschaft herausgegeben
von
Karl Scheel

9. Jahrg. | 30. Dezember 1907. | Nr. 24.

Sitzung vom 13. Dezember 1907.

Vorsitzender: Hr. M. Planck.

Hr. **E. Warburg** macht
einige Bemerkungen über photochemische Wirkung.

Ferner berichtet Hr. **E. Regener**:
Über Schwankungen der radioaktiven Umwandlung und eine neue Methode zur Bestimmung des elektrischen Elementarquantums
(nach gemeinsam mit Hrn. **Edgar Meyer** angestellten Versuchen).

Weiter führt Hr. **F. Kiebitz**
Versuche über ungedämpfte elektrische Schwingungen
(nach gemeinsam mit Hrn. **K. Bangert** ausgeführten Versuchen)
vor.

Sodann legt Hr. **E. Gehrcke** eine Notiz von Hrn. **H. Konen** vor:
Über die Fluoreszenzfarben des Glases unter der Einwirkung von Kathodenstrahlen,
ferner Hr. **O. v. Baeyer** eine Mitteilung von Hrn. **A. Bestelmeyer** und **S. Marsh**:

Über das gemeinsame Auftreten von Strahlen positiver und negativer Elektrizität in verdünnten Gasen,

sowie endlich Hr. **Karl Scheel** Arbeiten von Hrn. **F. Kurlbaum:**

Temperaturmessung auf physiologischem Gebiet mit Hilfe der Strahlung (vgl. diese Verh. S. 722—724)

und von Hrn. **E. Wiedemann:**

Zur Geschichte des Kompasses bei den Arabern.

Als Mitglieder wurden in die Gesellschaft aufgenommen:

Frl. Lise Meitner, Berlin, Kochstr. 71.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Erich Ladenburg.)

Hr. Dr. Walter Lissauer, Charlottenburg, Wielandstr. 18.
(Vorgeschlagen durch Hrn. Karl Scheel.)

Siegfried Czapski.

Gedächtnisrede, gehalten in der Sitzung am 18. Oktober 1907

von F. F. Martens.

(Vgl. oben S. 591.)

Noch sind nicht drei Jahre verflossen, seit SIEGFRIED CZAPSKI an dieser Stelle stand, dem Andenken seines Meisters ABBE warme Worte der Erinnerung zu widmen. Nun ist auch des Jüngeren beredter Mund für immer verstummt — am 29. Juni 1907 erlag CZAPSKI den Folgen einer an sich nicht allzu gefährlichen Operation.

SIEGFRIED CZAPSKI wurde am 28. Mai 1861 zu Obra in der Provinz Posen geboren, absolvierte das Gymnasium zu Breslau und studierte in Göttingen, Breslau und Berlin. In Berlin zählte er zu den Schülern von HERMANN VON HELMHOLTZ; seine Arbeit: „Über die thermische Veränderlichkeit der elektromotorischen Kraft galvanischer Elemente“ [1]) erwarb ihm 1884 die Berliner Doktorwürde. Im Frühjahr 1885 empfahl ihn HELMHOLTZ, als ABBE einen Assistenten suchte. So siedelte CZAPSKI nach Jena über, wo sein ganzes weiteres Lebenswerk sich abgespielt hat. Nach kurzer Zeit trat er in den Dienst der Firma CARL ZEISS. Im Jahre 1891 wurde er Mitglied der Geschäftsleitung des CARL ZEISS-Werkes, nach ABBEs Tode 1905 auch Vertreter der CARL ZEISS-Stiftung und Mitglied der Geschäftsleitung des Glaswerkes SCHOTT und Genossen; in demselben Jahre erhielt er den preußischen Professortitel. Im Jahre 1887 vermählte sich CZAPSKI mit Fräulein KOCH, einer Nichte von Frau Professor ABBE, einer Enkelin des Professors SNELL, der ABBE nach Jena gezogen hatte; der Ehe entsprossen acht Kinder, denen jetzt die starke Hand des Vaters allzufrüh entrissen worden ist.

CZAPSKI als Optiker.

Von CZAPSKIs zahlreichen Einzelschriften sind wohl folgende drei die wichtigsten. Gleich zu Beginn seiner Tätigkeit beschrieb

er die Herstellung der neuen Jenenser Gläser und die Vorteile, welche sie namentlich in bezug auf Farbenfreiheit boten [3]. Eine eingehende Studie schrieb er auch über die Grenzen mikroskopischer Leistungsfähigkeit [12]. Über die neuen Prismenfernrohre hielt er in Berlin vor der „Deutschen Gesellschaft für Mechanik und Optik" einen grundlegenden Vortrag [28]. Dieser Vortrag, wie die meisten kleineren Publikationen haben im Grunde ABBEsche Erfindungen zum Gegenstand. Von CZAPSKI selbst rührt ein verbessertes CORNUsches Polarisationsphotometer [16] her, sowie ein zweikreisiges Kristallgoniometer [17]. Bei letzterem tritt zum ersten Male die Methode auf, alle Flächen des Kristalles, bis auf eine, auszuschließen, nicht durch Schwärzen der Flächen, sondern durch Abblenden in dem Bilde, welches das Fernrohr vor der Pupille des Beobachters von dem Kristall entwirft.

Die Einzeluntersuchungen CZAPSKIS treten an Bedeutung weit zurück hinter dem 1893 erschienenen Werke „Theorie optischer Instrumente nach ABBE" [18].

Wir finden zunächst die Herleitung der Abbildungsgesetze aus der kollinearen Verwandtschaft von Objekt- und Bildraum. Die einzige Annahme ist die, daß sich homozentrische, d. h. nach einem Punkte konvergierende Strahlen im Objekt- und im Bildraum eindeutig entsprechen; über die Art der Realisierung der Abbildung ist nichts vorausgesetzt, im Gegensatze zu der seit GAUSS üblichen Art der Ableitung der Abbildungsgesetze für achsennahe Strahlen, d. h. für kleine Objekte und für kleine Linsenöffnungen. CZAPSKI nimmt im Objektraume ein ungestrichenes, im Bildraume ein gestrichenes Koordinatensystem an und berechnet nicht nur die Lage der Bilder und die Bedeutung der Brennweiten, sondern auch die seitliche Vergrößerung, die Tiefenvergrößerung und das Konvergenzverhältnis; ja auch die Gesetze über die Zusammensetzung optischer Systeme ergeben sich.

Die Realisierung dieser Abbildung ist durch ebene Spiegel ohne Einschränkung möglich; bei zentrischen sphärischen Flächen erfüllen nur Strahlen, die der Achse unendlich nahe verlaufen, die Bedingungen kollinearer Abbildung. Für die Erweiterung dieser Abbildungsgrenzen gibt CZAPSKI die zum großen Teile von ABBE in seinen Vorlesungen mitgeteilten Formeln, welche die durch jede Fläche eingeführten verschiedenen Aberrationen zu

berechnen gestatten; die Summe der Aberrationen einer Art, über alle Flächen erstreckt, muß verschwindend klein sein. Solche Fehlerformeln werden namentlich für die chromatische Aberration, die sphärische Aberration für auf der Achse liegende Objekte, die sphärische Aberration der Brennweiten (Abweichung von der Sinusbedingung) aufgestellt. Während die Erfüllung obiger Bedingungen brauchbare Fernrohrobjektive schafft, führt bei Mikroskopobjektiven nur die trigonometrische Durchrechnung der von einem Achsenpunkt ausgehenden, gegen die Achse stark geneigten Strahlen zur Kenntnis, fortgesetztes Ändern der Flächen zur Verminderung der Abbildungsfehler. Erfüllen diese Strahlen die Sinusbedingung, dann kann man auch für die Strahlen gute Abbildung voraussagen, welche von dem Rande eines kleinen Objektes ausgehen. — Bei photographischen Objektiven hat man es mit so großen Objekten zu tun, daß die Durchrechnung der von Achsenpunkten ausgehenden Strahlen in Verbindung mit der Sinusbedingung nicht genügt; hier ist die viel schwierigere Durchrechnung windschiefer Strahlen unerläßlich.

Zum ersten Male wird in dem Czapskischen Buche die Lehre von den Eintritts- und Austrittspupillen eines optischen Systems im Zusammenhang behandelt. Die Gesamtheit der Strahlenbüschel kann man einteilen: 1. in Strahlenkegel, deren Spitzen in Objekt- bzw. Bildpunkten, deren Grundflächen in den Pupillen (Blenden) liegen; 2. in Strahlenkegel, deren Grundflächen in Objekt- bzw. Bildpunkten, deren Spitzen in den Pupillen liegen.

Beim astronomischen Fernrohr bildet die Objektivfassung die Eintrittspupille; die Weite der Strahlenkegel 2 und damit das Gesichtsfeld ist also von dem Durchmesser der Objektivöffnung unabhängig. Ganz anders verhält sich das Galileische, in den meisten Operngläsern verwendete Fernrohr; hier wirkt das Objektiv wie ein Fenster, durch das man auf die Straße blickt. — Auch der Einfluß der Blenden auf die Helligkeit optischer Instrumente wird in klarer und umfassender Weise behandelt. Da es unmöglich ist, durch optische Mittel die Flächenhelle von Lichtquellen (spezifische Helligkeit, Temperatur der Strahlung) zu steigern, besteht die Aufgabe darin, daß die Strahlenkegel, deren Spitzen in der beleuchteten Fläche liegen, möglichst große Winkelöffnung (bzw. Grundfläche) haben. Als beleuchtete Fläche

dient z. B. der Projektionsschirm, die photographische Platte, die Netzhaut des Auges. Die Beleuchtung der Netzhaut ist im günstigsten Falle dieselbe, als wenn die Lichtquelle unmittelbar vor die Pupille gehalten wird. — Außer auf Gesichtsfeld und Helligkeit haben die Blenden auch auf die Aberrationen großen Einfluß.

Czapski hat zwar eine geometrische Optik geschrieben; doch bei allen Schwierigkeiten und Erfolgen dieser niemals außer acht gelassen, daß die Lichtstrahlen physikalischer Natur sind, daß die geometrische Optik zwar notwendige, aber nur unter Berücksichtigung der Beugungstheorie auch hinreichende Abbildungsbedingungen schafft. Besonders wichtig sind diese Überlegungen bekanntlich für die mikroskopische Abbildung. Die Objekte haben im wesentlichen Gitterstruktur und beugen die hindurchgehenden Strahlen. Das Mikroskopobjektiv entwirft in seiner oberen Brennweite ein Bild, in dem diese Beugungsspektren räumlich getrennt sind. Diese Spektren bedingen durch Interferenz die Lichtverteilung in der vom Okular anvisierten Bildebene des Mikroskops. Wenn nur das unabgelenkt durch das Gitter gegangene mittlere Beugungsspektrum zur Wirkung gelangt, so kann niemals eine abgestufte Helligkeit in der Bildebene des Mikroskops zustande kommen. Das Mikroskopobjektiv muß also so große Apertur haben, daß es mindestens noch das erste Beugungsbild aufnimmt. Diese Theorie — wie auch der Sinussatz — wurde bekanntlich von Abbe und von Helmholtz gleichzeitig aufgestellt, von Abbe durch zahlreiche exakte Versuche bestätigt.

Die Erkenntnis der wichtigen Rolle der Blenden war auch für die Konstruktion einer Reihe von sehr vollkommenen Meßinstrumenten nützlich. Besondere Erwähnung verdient das Abbesche Fokometer, bei dessen Beschreibung Czapski eine — in re nicht in forma — vernichtende Kritik über die üblichen Methoden der Brennweitenbestimmung gibt.

Czapski als Fabrikleiter.

Die Bedeutung Czapskis liegt nicht allein in der Ausarbeitung, Überlieferung und Verbreitung Abbescher Abbildungslehren, sondern auch in der Unterstützung und Fortführung von Abbes sozialpolitischen Ideen.

Der Mechaniker CARL ZEISS (1816 bis 1888) gründete 1846 in Jena eine Werkstatt für Mikroskopbau, in die ABBE 1875 als Teilhaber eintrat. 1886 eröffneten ABBE und Dr. OTTO SCHOTT das „Glaswerk SCHOTT und Genossen“ in Jena. Nach dem Tode von CARL ZEISS und nachdem der Sohn des Begründers schon ein Jahr später sich zurückgezogen hatte, wurde ABBE 1889 alleiniger Inhaber des CARL ZEISS-Werkes. Er übertrug seine Rechte 1891 der CARL ZEISS-Stiftung, einer juristischen Person, die somit Inhaber des CARL ZEISS-Werkes und Mitinhaber des Glaswerkes wurde.

In dieser Veräußerung fast seines ganzen Privateigentums sieht man vielfach den Kernpunkt der ABBEschen sozialpolitischen Tätigkeit. Mit Unrecht: ABBE war durchaus nicht Gegner jeglichen Privateigentums, sondern er wollte bewirken, daß seine sozialpolitischen Grundsätze dauernd verwirklicht würden, und glaubte mit Recht, dies nur durch die von ihm eingesetzte Stiftung, unter Ausschaltung jeglichen Privateigentums, erreichen zu können. Deshalb stellte er auch die CARL ZEISS-Stiftung unter die Aufsicht der Großherzoglich Weimarischen Staatsregierung.

Auch die Verwendung eines großen Teiles des Unternehmergewinnes zu Zwecken der Allgemeinheit sah ABBE nicht als das Wesentliche an. Doch bewundern wir mit Recht, wie weit ausschauend diese Verwendung war: im Laufe der Jahre sind über zwei Millionen Mark der Universität Jena zugewendet worden. Der Neubau des Physikalischen Instituts, die Errichtung eines Elektrotechnischen Instituts sind zum großen Teil den Überschüssen der CARL ZEISS-Stiftung zu danken, so daß man ABBE nächst den vier thüringischen Staaten mit Recht den „fünften Unterhalter“ der Universität Jena genannt hat.

Der Kernpunkt von ABBES Überzeugung war vielmehr folgender. Unaufhaltsam (von nicht unerheblichen Ausnahmen abgesehen) ist das Verschwinden des sogenannten Mittelstandes, des alten Standes selbständiger Handwerksmeister; unaufhaltsam das Vordringen organisierter fabrikmäßiger Arbeitsweise. Diese Entwickelung läßt sich nicht aufhalten, weil der Segen der Maschine zu groß ist. Aber der Fluch der Maschine zieht mit ihr ein. 1. Der einzelne sieht nicht mehr, was er erschafft mit seiner Hand, er hat keine Freude am Fertigen, am Ganzen. 2. Wenn

der Arbeiter immer wiederholte Dinge ausführt, so wird seine Arbeitskraft in gleicher Zeit viel mehr angestrengt, als wenn er vor jedem Handgriff ein wenig nachdenkt, ein Werkzeug sucht, ein anderes anschleift, dann erst etwas am Werkstück arbeitet. 3. Die stete Unterordnung des Arbeiters unter die heterogensten Faktoren, wie Kontrolluhr, Arbeitsgenossen, Werkmeister, fremde Rechnung und Zeichnung bringt die Gefahr mit sich, daß die unbetätigte Willenskraft des Einzelnen verkümmert, das Gefühl seiner Menschenwürde schwindet.

Diesen Gefahren entgegenzuwirken, darin sah ABBE die Pflicht jedes Unternehmers — wie gesagt, nicht etwa darin, sich seines Kapitals zu entäußern oder Universitäten zu unterstützen. Welche Mittel hat nun ABBE angegeben, CZAPSKI angewandt? 1. Der Arbeiter muß eine kurze Arbeitszeit haben; 2. er muß außer der Arbeitszeit völlige Freiheit zu politischer und privater Tätigkeit haben. Er muß 3. sich nicht als Knecht, sondern als Sohn vom Hause fühlen, indem er fest angestellt ist. Die Bestimmungen der CARL ZEISS-Stiftung regeln die Anwendung dieser Mittel. Keinem Arbeiter darf der Lohn verkürzt werden; eine Lohn- und Gehaltsnachzahlung in guten Geschäftsjahren verhindert, daß der feste, unverkürzbare Lohn in diesen so hoch anschwillt, daß er in schlechten Geschäftsjahren nicht aufrecht erhalten werden könnte. Wer ohne sittliches Verschulden (Vertrauensbruch oder dergleichen) abgeht oder entlassen wird, bekommt — auch wenn das letztere wegen Untüchtigkeit erfolgt — etwa einen halben Jahresverdienst als Entschädigung. Neu ist wohl besonders die Begründung, mit welcher ABBE Invaliden-, Witwen- und Waisenpensionen einführte: der Unternehmer müsse, wie für die Abnutzung seiner Maschinen durch Abschreibung, so auch für den Verbrauch an Menschenkraft durch Zurückstellung eines Teiles des Unternehmergewinnes aufkommen.

CZAPSKI hat diesen Ideen ABBES volles Verständnis entgegengebracht und seine ganze Kraft an ihre Ausführung gesetzt. Sein Anteil an den meisten Dingen entzieht sich der Kenntnis, weil nach außen hin stets die Geschäftsleitung, nicht ein einzelner, als handelnde Person auftritt. Doch war er in allen Fragen der Organisation eine wesentlich treibende Kraft. Ein großes Werk ist ganz seine eigene Schöpfung: der Bau des Jenaer Volkshauses,

eines Prachtbaues, der neben trefflicher Bibliothek und naturwissenschaftlichem Museum große Säle für Festlichkeiten und Versammlungen enthält.

Ein besonderes Verdienst hat sich CZAPSKI dadurch erworben, daß er eine ganze Anzahl jüngerer Mitarbeiter herangezogen hat. Er war bemüht, sie nicht abzurichten, sondern auszubilden und hat ihrer späteren Entwickelung freien Lauf gelassen und geschaffen. Auch um meine Ausbildung hat sich CZAPSKI bemüht; obwohl ich im Dienste einer anderen Firma stand, hat er mich veranlaßt, ein halbes Jahr in Jena zu verbringen und mir hier in geradezu väterlicher, auch persönlicher Fürsorge die Wege geebnet.

Ein unerbittliches Geschick hat den im besten Mannesalter stehenden, erst 46jährigen Träger dieses reichen Lebens zu Fall gebracht; nicht zugleich die Früchte seines Lebens. Als Persönlichkeit wird CZAPSKI denen unvergeßlich bleiben, die ihm nahegetreten sind; was er als Organisator gewesen, wird stets ein Vorbild für seine Nachfolger, ein Segen für die optische Industrie Jenas sein; in der Geschichte der Optik wird er fortleben als uneigennütziger Verkünder der Lehren eines großen Meisters, ERNST ABBES.

Wir aber, die deutschen Physiker, wollen stolz darauf sein, daß er einer der unseren gewesen!

Literatur.

[1]) S. CZAPSKI, Über die thermische Veränderlichkeit der elektromotorischen Kraft galvanischer Elemente. Diss. Berlin 1884. Wied. Ann. 21, 209—243, 1884.

[2]) L. LOEWENHERZ u. S. CZAPSKI, Das Kathetometer. ZS. f. Instrkde. 6, 257—266, 1886.

[3]) S. CZAPSKI, Mitteilungen über das glastechnische Laboratorium in Jena und die von ihm hergestellten optischen Gläser. ZS. f. Instrkde. 6, 293—299, 335—348, 1886.

[4]) — Das Gesichtsfeld des GALILEIschen Fernrohres. ZS. f. Instrkde. 7, 409—411, 1887; 8, 102, 1888.

[5]) — Sphärische Korrektion bei Fernrohrobjektiven. ZS. f. Instrkde. 8, 203—206, 1888.

[6]) — Der große mikrophotographische Apparat der optischen Anstalt von CARL ZEISS in Jena. ZS. f. Instrkde. 8, 301—310, 1888.

[7]) — Kristallrefraktometer, Spektrometer usw. Vortrag D. Naturf.-Vers. in Heidelberg 1883. Bericht: ZS. f. Instrkde. 9, 360—362, 1889.

[8]) — Ein Mikroskopobjektiv von der Apertur 1,60. ZS. f. wiss. Mikrosk. 6, 417—422, 1889.

[9]) S. Czapski, Über Hasselbergs Methode, die Brennweite eines Linsensystems für verschiedene Strahlen zu bestimmen. ZS. f. Instrkde. 9, 16—19, 1889.

[10]) — Kristallfraktometer nach Abbe. ZS. f. Instrkde. 10, 246—255, 269—275, 1890.

[11]) — Mikroskope von Carl Zeiss in Jena für kristallographische und photographische Untersuchungen. ZS. f. Instrkde. 11, 94—99, 1891.

[12]) — Grenzen der Leistungsfähigkeit des Mikroskops. ZS. f. wiss. Mikrosk. 8, 145—155, 1891.

[13]) — Richtung der Brennlinien in unendlich dünnen optischen Büscheln. Wied. Ann. 42, 332—337, 1891.

[14]) — Doppelbrechung schnell gekühlter Glasplatten. Wied. Ann. 42, 319—331, 1891.

[15]) — Methode und Apparat zur Bestimmung von Brennweiten (Fokometer nach Abbe). ZS. f. Instrkde. 12, 185—197, 1892.

[16]) — Achromatisierung der Spaltbilder an Polarisationsphotometern. ZS. f. Instrkde. 12, 161—162, 1892.

[17]) — Ein neues Kristallgoniometer. ZS. f. Instrkde. 13, 1—5, 1893.

[18]) — a) Theorie der optischen Instrumente nach Abbe. Sonderabdruck aus Winkelmanns Handbuch der Physik 2. Breslau, Ed. Trewendt, 1893. — b) 2. Aufl., a. a. O. 6. Leipzig, 1. Juli, Ambros. Barth.

[19]) F. Lippich, Referat darüber. ZS. f. Instrkde. 14, 29—34, 1894.

[20]) S. Czapski, Neuer beweglicher Objekttisch. ZS. f. Mikrosk. 11, 301, 1894.

[21]) — Über einen neuen Zeichenapparat. ZS. f. wiss. Mikrosk. 11, 289—298, 1894.

[22]) — Das stereoskopische Mikroskop nach Greenough. ZS. f. wiss. Mikrosk. 14, 289, 1897.

[23]) — Über neue Arten von Fernrohren, insbesondere für den Handgebrauch. Zentralztg. f. Opt. u. Mech. 1897, 1—7, 11—13, 21—23, 31—34, 41—43, 51—55.

[24]) J. Pierstorff, Die Carl Zeiss-Stiftung. Schmollers Jahrb. f. Gesetzgebung 21, 2, 1897.

[25]) Ernst Abbe, Gesammelte Abh. I (herausgeg. von Ambrosius) 1904; II (herausgeg. von Wandersleb) 1906; III (herausgeg. von S. Czapski) 1906.

[26]) M. v. Rohr, Theorie und Geschichte des photographischen Objektivs. Berlin, Julius Springer, 1899.

[27]) — Die Bilderzeugung in optischen Instrumenten vom Standpunkte der geometrischen Optik. Berlin, Julius Springer, 1904.

[28]) S. Czapski, Nachruf auf Ernst Abbe. Verh. d. D. Phys. Ges. 7, 89—121, 1905.

[29]) M. v. Rohr, Siegfried Czapski. ZS. f. Instrkde. 27, 237—241, 1907.

[30]) F. Auerbach, Das Zeiss-Werk und die Carl Zeiss-Stiftung in Jena. 3. Aufl. Jena, Gustav Fischer, 1907.

[31]) S. Czapski, Ernst Abbe als Arbeitgeber. Tübingen, H. Laupp, 1907.

[32]) Statut der Carl Zeiss-Stiftung zu Jena 1896. — Statut der von Ernst Abbe errichteten Carl Zeiss-Stiftung in Jena 1906.

Über die lichtelektrische Erscheinung an dünnen Goldblättchen;

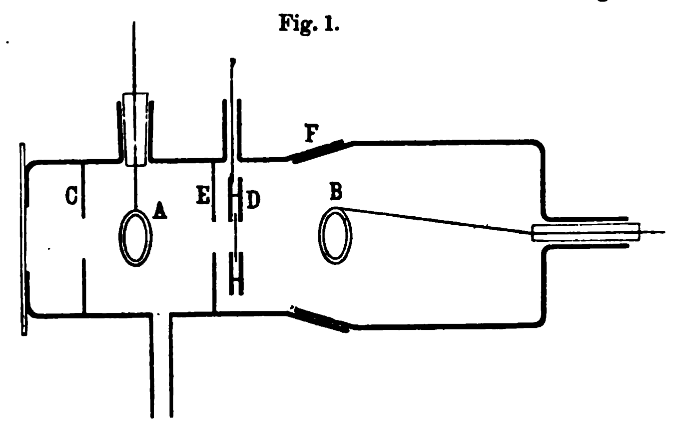
von H. Rubens und Erich Ladenburg.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 29. November 1907.)

(Vgl. oben S. 699.)

Auf der Heidelberger Naturforscherversammlung im Jahre 1889 teilte Hr. Hallwachs[1]) die Tatsache mit, daß dünne, versilberte Quarzplatten auch dann eine lichtelektrische Wirkung zeigen, wenn das Licht von der Quarzseite auffällt. Aus dieser Tatsache ist entweder zu folgern, daß das ultraviolette Licht die Silberschicht durchdringt und an der Rückseite den Effekt hervorbringt, oder daß zwar das ultraviolette Licht nur einen Bruchteil der gesamten

Fig. 1.



Schichtdicke zu durchdringen vermag, die dort erzeugten Elektronen aber so große Anfangsgeschwindigkeiten erlangen, daß sie die ganze Metallschicht durchdringen können. Im folgenden soll kurz über Versuche berichtet werden, welche angestellt wurden, um diese Frage zu entscheiden.

Die definitive Versuchsanordnung war die folgende: Die Strahlung einer Quarzquecksilberhochdrucklampe von W. C. Heräus,

---

[1]) Hallwachs, Tagebl. des Heidelberger Naturf.-Ver. 1890, S. 24.

welche, an 400 Volt angeschaltet, mit dem nötigen Vorschaltwiderstand bei 200 Volt Klemmenspannung und 3,5 Ampere sehr konstant brannte, wurde durch einen großen Quarzkondensor auf das zu untersuchende Metall konzentriert, welches sich in einem Rohre vorstehender Form (Fig. 1) befand: Die beiden Auffangeelektroden A und B sind gleichgroße Kupferringe, die, durch Bernstein isoliert, eingeführt sind. Das Glimmerdiaphragma C verhindert das Licht, den Ring A zu treffen und an ihm Elektronen auszulösen. Aus dem gleichen Grunde wurde außerdem die Vorderseite dieses Ringes A mit Schellack überzogen. Auf dieselbe Weise ist die Stange, die die Elektrode B trägt, isoliert; dies ist geschehen, um die Auffangefläche von B nicht größer zu machen, als die von A.

Die Elektrode D, welche das zu untersuchende Goldblättchen trägt, besteht aus zwei Teilen (Fig. 2), a und b. Der eine Teil (a)

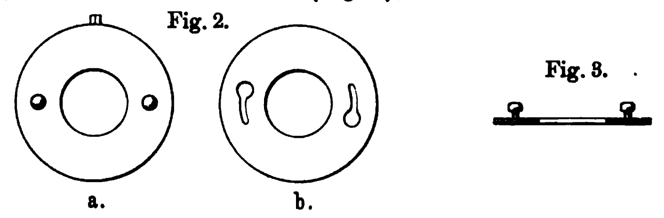


Fig. 2.

Fig. 3.

ist eine dauernd im Rohre befindliche, an einen Messingstab angeschraubte ringförmige Scheibe, die zwei kleine Knöpfe (s. Fig. 3) trägt. Auf diese Knöpfe kann die zweite Scheibe b vermittelst zweier Bajonettverschlüsse aufgesetzt werden, nachdem vorher auf der Scheibe b durch ganz geringe Spuren von Fett das Goldblättchen aufgeklebt ist. Unmittelbar vor der Elektrode D (s. Fig. 1) befindet sich ein zweites Glimmerdiaphragma E, welches bewirkt, daß das Licht nur das Goldblättchen und nicht die Scheibe D selber treffen kann. Als Verschluß des Rohres dient die Quarzplatte G. Nach Aufsetzen des Schliffes F befindet sich das Goldblättchen symmetrisch zwischen den Elektroden A und B. Die Elektrode D wurde auf das gewünschte negative Potential geladen. Soll dann der Effekt nach vorn gemessen werden, so wurde A durch einen Bronsonwiderstand [1]) zur Erde abgeleitet; die Enden dieses Bronson-

[1]) Howard L. Bronson, Sill. Journ. (4) 19, 185—187, 1905; s. auch Erich Ladenburg, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 166, 1907.

widerstandes lagen an den beiden Quadranten eines Dolezalekschen Elektrometers. Elektrode B ist in diesem Falle geerdet, während, wenn der Effekt nach hinten gemessen werden soll, A geerdet wird und B an der Messanordnung liegt. Eine Töplerpumpe und eventuell Kokosnußkohle in flüssiger Luft dienten zum Evakuieren und ein Mc Leodsches Manometer zum Messen des Druckes.

Die Dicke der untersuchten Goldblätter — sogenanntes echtes Goldblatt — wurde durch Wägung festgestellt und ergab sich zu 80 bis 100 $\mu\mu$ [1]).

Unsere lichtelektrischen Versuche ergaben folgende Resultate: 1. Das Verhältnis des Effektes nach hinten zu dem nach vorn ist bei Goldblättchen der angegebenen Dicke etwa 1 zu 100. Ein zweites Goldblättchen derselben Dicke, auf das erste aufgelegt, schwächt den Effekt nochmals auf $^1/_{100}$.

Ein Kontrollversuch zeigte, daß der Effekt nach hinten vollständig verschwand, wenn eine Metallplatte an Stelle des Goldblättchens eingesetzt war. Dieser Versuch bewies, daß nicht etwa Licht an der Elektrode D außen vorbeiging und auf diese Weise den Effekt bewirkte.

2. Ein ebensolches Goldblättchen läßt etwa $^1/_{1000}$ des ultravioletten Lichtes durch — lichtelektrisch gemessen.

Aus dieser Tatsache und aus der unter 1 genannten geht hervor, daß die Elektronen in überwiegender Menge im Inneren des Blättchens erzeugt werden und daß der Vorgang sich nicht etwa so abspielt, daß das ultraviolette Licht das Goldblättchen durchsetzt und nur auf der Rückseite Elektronen erzeugt.

---

[1]) Es muß indessen bemerkt werden, daß die unter dem Namen „echtes Blattgold" im Handel befindliche Metallfolie nicht aus chemisch reinem Golde, sondern in der Regel aus einer Legierung besteht, die auf etwa 94 bis 98 Proz. Gold 2 bis 6 Proz. Silber und Kupfer enthält. Das Leitvermögen derartiger Goldlegierungen beträgt nur $^1/_3$ bis $^1/_5$ des Maximalwertes, welcher sich für chemisch reines Gold ergibt (41×10^4 bei 18° C). Es finden sich in der Literatur Angaben, daß der Widerstand solch dünner Metallblättchen deshalb sich zu hoch ergäbe, weil dieselben eine abnorme, schwammartige Struktur besäßen. Dies ist bei dem von uns verwendeten Material nicht der Fall. Vielmehr ergaben unsere Versuche, daß man dasselbe spezifische Leitvermögen für ganz verschieden dicke Schichten — zwischen 80 $\mu\mu$ und 500 $\mu\mu$ — erhielt, wenn nur die betreffenden Folien aus demselben Material hergestellt sind. Auch der absolute Wert des Leitvermögens ergab sich der Zusammensetzung der Goldlegierung entsprechend.

3. Die Art des Effektes nach hinten, das heißt seine Abhängigkeit vom Drucke und Potential, letztere im allerhöchsten Vakuum untersucht, ergab sich ganz analog dem Effekt nach vorn.

4. Es zeigte sich, daß der Effekt nach hinten bei diesen dünnen Goldblättchen nach längerer Benutzung ständig zunimmt. Dies hat seinen Grund in einer ziemlich starken Zerstäubung des Blättchens, welche so bedeutend werden kann, daß man nach vorsichtigem Herausnehmen des Ringes B mit bloßem Auge erkennt, daß das Goldblättchen an vielen Stellen dünner geworden ist. Auch zeigten die umgebenden Metallteile einen Beschlag von zerstäubtem Gold.

Fälle der Kathodenzerstäubung durch Einwirkung ultravioletten Lichtes sind übrigens von Herrn LENARD[1]) bereits sorgfältig untersucht und eingehend beschrieben worden. Bei der von uns benutzten Versuchsanordnung lagen die Bedingungen zur Beobachtung der Erscheinung insofern besonders günstig, als ein Dünnerwerden des Goldblättchens um wenige Prozente seine Durchlässigkeit für die ausgelösten Elektronen bereits sehr bedeutend erhöht.

Die Versuche sollen im hiesigen Institut fortgesetzt werden.

---

[1]) P. LENARD und M. WOLF, Wied. Ann. 37, 1889, und P. LENARD, Ann. d. Phys. (4) 12, 1903.

Berlin, Physikalisches Institut der Universität, November 1907.

Einige Bemerkungen über photochemische Wirkung;
von E. Warburg.

(Vorgetragen in der Sitzung vom 13. Dezember 1907.)
(Vgl. oben S. 739.)

---

§ 1. Photochemische Wirkungen erster Art mögen solche genannt werden, welche eine Abnahme der freien Energie hervorbringen, also auf einer Erhöhung der Reaktionsgeschwindigkeit oder auf Beseitigung passiver Widerstände beruhen, wie z. B. die Wirkung auf Chlorknallgas. Als photochemische Wirkungen zweiter Art seien diejenigen bezeichnet, welche eine Vermehrung der freien Energie erzeugen, wie z. B. die Zerlegung des Kohlendioxyds im chlorophyllhaltigen Stärkekorn oder die Ozonisierung des Sauerstoffs.

Bezüglich der Wirkungen zweiter Art ergibt sich aus der Thermodynamik eine naheliegende Folgerung, welche, soviel ich weiß, noch nicht ausgesprochen ist.

§ 2. Wenn man von einem Körper A von der Temperatur T abs. Wärme Q auf einen Körper A_0 von der Temperatur T_0 überträgt, so kann bei einem solchen Vorgang, wenn er passend geleitet wird, ein Teil von Q in mechanische Arbeit umgesetzt werden, aber nach dem CARNOT-CLAUSIUSschen Prinzip höchstens der Bruchteil

$$\nu = 1 - \frac{T_0}{T} \qquad \qquad 1)$$

Dabei kann die Wärme Q dem Körper A durch Leitung oder Strahlung entzogen werden. Im zweiten Falle existiert sie, ehe sie von einem anderen Körper B als Wärme aufgenommen wird, zwischen A und B als Ätherwellenenergie oder Strahlung. Es folgt daraus, daß die Strahlung in bezug auf ihre Verwandelbarkeit in mechanische Arbeit denselben Gesetzen wie die Wärme unterliegt. Betrachten wir also die schwarze Strahlung innerhalb einer thermaktinen Hülle von der Temperatur T, so ist die maximale bei Verwandlung dieser Strahlung in Strahlung von der

Temperatur T_0 zu gewinnende mechanische Arbeit — welche z. B. mit Hilfe des Strahlungsdruckes erhalten werden kann — nach 1) zu berechnen.

In diesem Sinne hat man also der erwähnten Strahlung eine bestimmte Temperatur T zuzuschreiben, während in der älteren Physik der Begriff der Temperatur nur als Attribut wägbarer Materie eine bestimmte Bedeutung hatte.

Man kann aber noch einen Schritt weitergehen. Die schwarze Strahlung, welche innerhalb der Hülle durch irgend einen Punkt hindurchgeht, besteht aus unzählig vielen Strahlenbündeln, welche sich durch Richtung und Wellenlänge unterscheiden. Herr PLANCK[1]) hat nun gezeigt, daß man jedem einzelnen dieser monochromatischen Bündel in dem obigen Sinne ebenfalls die Temperatur T zuzuschreiben hat, welche sich aus der Beschaffenheit des Bündels folgendermaßen ergibt. Das Bündel sei unendlich dünn, s sei eine kleine Fläche senkrecht zu seiner Richtung, so daß von jedem Punkte von s ein unendlich dünner Strahlenkegel von der Öffnung ω ausgeht. i sei die Intensität der die Flächeneinheit von s treffenden Strahlung, deren Wellenlängen zwischen λ und $\lambda + d\lambda$ liegen. Nennt man alsdann mit Herrn PLANCK den Quotienten

$$\frac{i}{\omega} = E \quad \dots\dots\dots \quad 2)$$

die spezifische Strahlungsintensität, so ergibt sich innerhalb der Gültigkeitsgrenzen des WIENschen Strahlungsgesetzes die Temperatur T des Bündels aus der Gleichung

$$E = \frac{C}{\lambda^5} \cdot e^{-\frac{c}{\lambda T}} \quad \dots\dots\dots \quad 3)$$

§ 3. Dies vorausgeschickt, nehme man an, daß das Bündel bei s in einen Körper eintrete, in welchem Strahlung von der Wellenlänge λ eine photochemische Wirkung zweiter Art hervorbringt. Der Weg der Strahlung in diesem Körper sei so groß, daß sie vollständig absorbiert wird. Dann ist der maximale photochemische Nutzeffekt, d. h. der maximale in freie chemische Energie zu verwandelnde Bruchteil der Strahlung durch 1) bestimmt.

---

[1]) M. PLANCK, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung, S. 86 ff. Leipzig 1906.

Es könnte scheinen, als ob hiernach stets nur ein Teil der Strahlung zu chemischer Umwandlung, also z. B. zur Ozonisierung, verbraucht werden könne. Indessen muß man bedenken, daß die freie Energie, welche z. B. durch die Ozonisierung des Sauerstoffs entsteht, außer von der Menge des gebildeten Ozons, auch von seiner Konzentration abhängt und verschwindet, wenn das gebildete Ozon die Gleichgewichtskonzentration besitzt[1]). Daß diese bei gewöhnlicher Temperatur äußerst klein ist, macht prinzipiell keinen Unterschied. Es ist also möglich, daß bei der Gleichgewichtskonzentration die ganze Energie der Strahlung in Ozonisierungswärme sich umsetzt, ebenso wie die ganze Strahlung, welche von schmelzendem Eise absorbiert wird, als latente Schmelzwärme des gebildeten Wassers zum Vorschein kommt.

Sobald aber die Konzentration des gebildeten Ozons die Gleichgewichtskonzentration überschreitet, ist mit der Ozonisierung eine Zunahme der freien Energie verbunden; daher kann in diesem Falle die Strahlung nach 1) nicht ozonisierend wirken, sobald ihre Temperatur T sich T_0 nähert. Es ergibt sich aus dieser Betrachtung auch, daß ein Gesetz, welches man, gewisse Versuche von BUNSEN und ROSCOE[2]) verallgemeinernd, ausgesprochen hat und nach welchem die photochemische Wirkung nur von dem Produkt aus Intensität und · Dauer, d. h. nur von der Energie der auffallenden Strahlung abhängen soll, für Wirkungen zweiter Art nicht strenge richtig sein kann.

§ 4. Indessen haben die erwähnten Schlüsse vorläufig nur prinzipielle Bedeutung, da die Temperatur T der Strahlung bei photochemischen Wirkungen im allgemeinen sehr groß gegen T_0, also ν in 1) nahezu gleich 1 wird. Für die Sonnenstrahlung ist z. B., von der Absorption in der Erdatmosphäre abgesehen, T etwa gleich 6800° zu setzen, ν also mit $T_0 = 291$ gleich 0,96.

---

[1]) Die freie Energie ist pro Mol gebildeten Ozons:

$$A = \frac{1}{2} \frac{RT}{\log e} \left\{ \log \frac{C_3^2}{C_2^3} - \log \frac{c_3^2}{c_2^3} \right\},$$

wo R die Gaskonstante, C_3, C_2 bzw. die molekularen Konzentrationen des Ozons und Sauerstoffs, c_3, c_2 dieselben Werte für die Gleichgewichtskonzentration bedeuten.

[2]) R. BUNSEN u. H. ROSCOE, Pogg. Ann. 117, 529, 1862.

Schwächt man die Strahlung durch Absorption im Verhältnis von $1:10^m$, so wird ihre Temperatur T nach 3) auf

$$T_m = T/1 + 0{,}000162 \, . \, m \, . \, \lambda \, . \, T$$

herabgesetzt, wo die Wellenlänge λ in Mikron auszudrücken ist. Also nach 1)

$$\nu_m = \nu - 0{,}000162 \, . \, m \, . \, \lambda \, . \, T_0 .$$

Für $\lambda = 0{,}68$ und $m = 5$ ergibt sich $\nu_5 = 0{,}80$; es nimmt also auch bei Schwächung auf 1/100000 ν nur wenig ab.

Solange die Divergenz ω der s treffenden Strahlung sehr klein bleibt, ist kein Grund ersichtlich, weshalb der photochemische Nutzeffekt durch den Wert von ω beeinflußt werden sollte. Denkt man sich also die s treffende Strahlung herrührend von einem kleinen strahlenden Flächenstück s_1, welches s gerade gegenübersteht, und die Strahlung nunmehr geschwächt nicht durch Absorption, sondern indem man etwa einen Teil der Strahlen von s_1 abblendet, so bleibt zwar die Temperatur der s treffenden Strahlung ungeändert, da i und ω in 2) im gleichen Verhältnis abnehmen, aber der maximale Nutzeffekt kann immer noch nach 1) berechnet werden. Daher ist es nicht auffallend, daß die Kohlensäureassimilation auch unter sehr schwacher Beleuchtung stattfindet[1]).

Zu weiteren Schlüssen müßte zuerst für einige Fälle experimentell ermittelt werden, welcher Bruchteil der absorbierten Strahlung einer Wellenlänge die photochemische Wirkung zweiter Art hervorbringt und wie dieser Bruchteil von der Intensität der auffallenden Strahlung abhängt.

§ 5. Man denke sich Kohlendioxyd in einer Hülle von 1000° abs.; bei dieser Temperatur ist das Kohlendioxyd noch nicht merklich dissoziiert[2]). Die Strahlung innerhalb der Hülle enthält die Wellenlänge 2,9 μ in maximaler Intensität, und die Wellenlänge 4,2 μ, welche bei gewöhnlicher Temperatur vom Kohlendioxyd stark absorbiert wird, in erheblicher Stärke. Bei 1000° zersetzt also diese Strahlung das Kohlendioxyd nicht merklich, und es ist nicht wahrscheinlich, daß sie es bei gewöhnlicher Temperatur in höherem Grade tun sollte. Hieraus ist mit Wahr-

[1]) W. Pfeffer, Pflanzenphysiologie, 2. Aufl. I, 323, 1897.
[2]) W. Nernst u. H. v. Wartenberg, ZS. f. phys. Chem. 56, 548, 1906.

scheinlichkeit zu schließen, daß bei Bestrahlung von Kohlendioxyd durch einen schwarzen Körper von 1000° abs. die Wellenlänge 4,2 μ bei der Absorption eine merkliche photochemische Wirkung nicht ausübt, sondern in Wärme sich umsetzt. Man kann deshalb als Bedingungen dafür, daß Strahlung eine photochemische Wirkung zweiter Art in einem durch Temperaturerhöhung dissoziierbaren Körper K hervorbringe, mit Wahrscheinlichkeit hinstellen:

1. daß diese Strahlung von dem Körper K teilweise absorbiert werde,

2. daß sie von dem schwarzen Körper ausgesandt werde bei einer Temperatur T, bei welcher der Körper K bereits merklich zersetzt ist. In der Tat führt eine solche Strahlung, wenn sie den Körper K bei der Temperatur T_0 trifft, die physikalischen Bedingungen der Temperatur T teilweise herbei.

Charlottenburg, im Dezember 1907.

Über das gemeinsame Auftreten von Strahlen positiver und negativer Elektrizität in verdünnten Gasen;

von A. Bestelmeyer und S. Marsh.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 13. Dezember 1907.)
(Vgl. oben S. 739.)

Vor einiger Zeit hat Herr LILIENFELD[1]) Versuche beschrieben, aus denen er auf das Vorhandensein positiver Elektronen schließt. Drei Phänomene sind bei diesen Versuchen zu unterscheiden:

1. Das Auftreten einer intensiv roten Fluoreszenz des Glases.

2. Die Ausblendung eines in Richtung der Kathodenstrahlen sich bewegenden Strahles, der magnetisch und elektrisch zerlegt werden kann in einen positiven und einen negativen Teil.

3. Die Ausblendung eines im Sinne positiver Teilchen ablenkbaren Strahles in der den Kathodenstrahlen entgegengesetzten Richtung.

Das Auftreten der roten Fluoreszenz gab den Anstoß zu den erwähnten Versuchen und Herr LILIENFELD suchte ihre Erklärung durch die positiven Strahlen der Anordnungen 2. und 3. Ein direkter Zusammenhang zwischen diesen Strahlen und der roten Fluoreszenz trat jedoch nicht hervor, da der durch die isolierten Strahlen hervorgerufene Fluoreszenzfleck nicht rot, sondern schwach farblos erschien.

Auf Ersuchen des einen von uns hatte ihm Herr LILIENFELD im Juni seine Experimente in liebenswürdiger Weise vorgeführt[2]) in einer Anordnung, die nicht zu messenden Zwecken dienen sollte, sondern als Demonstrationsversuch bezeichnet wurde. Das Wesentlichste an dem Versuch war eine Anordnung nach dem

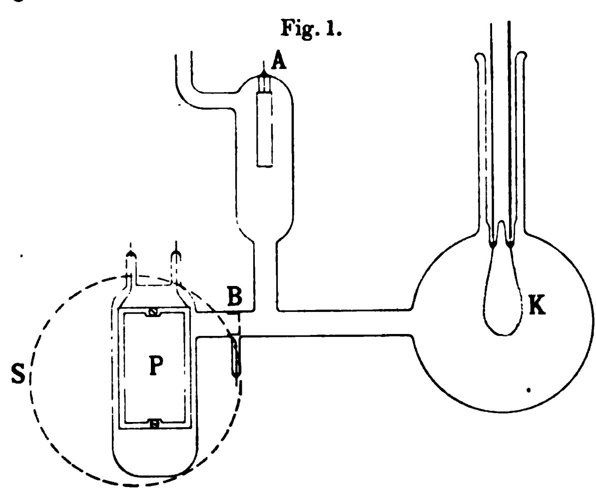
---

[1]) J. E. LILIENFELD, Verh. d. D. Phys. Ges. 8, 631—635, 1906; 9, 125—135, 1907.

[2]) Hierfür möchte ich Herrn LILIENFELD auch an dieser Stelle meinen besten Dank sagen. A. BESTELMEYER.

unter 2. genannten Schema. Durch eine Blende trat in der Richtung der Kathodenstrahlen ein Strahl in einen seitlichen Raum aus; er wurde magnetisch in zwei nach verschiedenen Richtungen abgelenkte Strahlen zerlegt, von denen der eine durch die elektrische Ablenkung als positiv erwiesen wurde. In ähnlich gebauten Apparaten haben wir diesen Versuch nachgemacht und über die Resultate im Juli in der physikalischen Gesellschaft hierselbst berichtet. In letzter Zeit haben wir unsere Messungen nochmals mit dem gleichen Erfolge wiederholt. Unsere Röhre ist in Fig. 1 skizziert.

Fig. 1.



An die Wehneltkathode *K* und die Anode *A* wurden unter Vorschaltung eines Widerstandes etwa 3000 Volt angelegt. Blende *B* und die 7 mm voneinander entfernten Platten waren zunächst isoliert; letztere bestanden aus einem Messingrahmen mit darüber gespanntem feinen Drahtnetz.

Die rote Fluoreszenz in verschiedenen Nuancen haben wir immer ohne Schwierigkeit, mit und ohne Sauerstoffspülung, erhalten. Besondere Versuche über ihr Zustandekommen haben wir nicht angestellt. Unsere diesbezüglichen Beobachtungen lassen sich dahin zusammenfassen, daß die rote Fluoreszenz nur auftrat, wo Kathodenstrahlen das Glas trafen; dagegen gilt nicht das Umgekehrte, da man gelegentlich durch den Magneten eine grünliche

von der roten Fluoreszenz trennen kann. Unsere Beobachtungen sind somit in Übereinstimmung mit den Resultaten der Herren GEHRCKE und REICHENHEIM[1]) sowie Herrn GOLDSTEINS[2]).

Bei geeignetem hohen Grade des Vakuums (längeres Erhitzen der Röhre, Verwendung von Kohle und flüssiger Luft) trat durch die Blende B in der Richtung der Rohrachse ein leuchtender Strahl aus, der an seinem Auftreffpunkt an der Glaswand grüne Fluoreszenz erzeugte. Durch ein magnetisches Feld ließ sich aus demselben ein stark ablenkbares Kathodenstrahlenbündel aussondern; es blieb ein nur wenig und zwar je nach Form und Stärke des Magnetfeldes bald nach der einen, bald nach der anderen Seite ablenkbarer Strahl zurück, dessen Bahn wie vorher durch Gasleuchten, dessen Endpunkt durch schwache grünliche Fluoreszenz bezeichnet wurde. Ein mittels der Platten P erzeugtes elektrisches Feld von etwa 50 Volt/cm brachte eine deutliche Ablenkung dieses Strahles von der Größenordnung 5 mm hervor und zwar nach der negativen Platte hin. Dies entspricht einer erzeugenden Spannung von 650 Volt/cm. Hierbei waren die Potentiale:

Kathode K	0 Volt
Blende B	950 „
Platten P	400 „
Anode A	1350 „

der Strom A—K 32 Milliampere.

Ein durch Spulen S erzeugtes Magnetfeld von 100 Gauss brachte keine bemerkbare Krümmung des leuchtenden Strahles zustande. Da man eine Krümmung vom Radius 20 cm sicher noch hätte bemerken müssen, so ist die spezifische Ladung dieser positiven Strahlen keinesfalls größer als $3 . 10^{-4}$ (e. m.).

Verband man die Blende B mit den Platten P, so nahmen diese das Potential der Blende an. Der Raum hinter der Blende füllte sich mit einem breiten Kathodenstrahlenbüschel. Von dem positiven Strahl war nichts mehr zu bemerken. Der Strom zwischen Blende und Platten war von der Größenordnung 0,1 Milliampere.

---

[1]) E. GEHRCKE und O. REICHENHEIM, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 593—597, 1907.

[2]) E. GOLDSTEIN, Verh. d. D. Phys. Ges. 9, 598—605, 1907.

Nach diesen Angaben besteht kein Zweifel, daß der positive Strahl in diesen Versuchen, und ebenso der in seinem Verhalten und Aussehen ganz analoge positive Strahl in dem erwähnten Demonstrationsversuch des Herrn LILIENFELD aus positiven Ionen besteht, also ein Kanalstrahl ist.

Über das Zustandekommen dieses Kanalstrahles läßt sich sagen, daß seine Geschwindigkeit jedenfalls zum größten Teile aus der Potentialdifferenz zwischen Blende und Platten herstammt. Ob er aber vor oder erst hinter der Blende entsteht, dies zu entscheiden, reicht die Genauigkeit der elektrischen Ablenkungsmessung nicht aus. Die verhältnismäßig scharfe Begrenzung des Strahles macht die Entstehung vor der Blende wahrscheinlich.

Die Potentialdifferenz Platten—Blende entsteht dadurch, daß die durch die Blende tretenden Kathodenstrahlen die Platten negativ aufladen; es ist sehr wohl möglich, daß auch die Blende ihrerseits aus dem gleichen Grunde ein niedrigeres Potential hat als das davorliegende Knie der Hauptstrombahn, und folglich die positiven Ionen aus dieser herauszieht. In einem stark verdünnten Gase aber, in welchem die freie Weglänge der Ionen die Größenordnung der Apparatdimensionen erreicht, muß die Elektrizitätsleitung des Gases allenthalben, auch bei geringen Potentialdifferenzen, Strahlencharakter annehmen. In diesem Falle kann eine abseits der Strombahn geeignet angebrachte Blende durch das Auftreffen der Kathodenstrahlen zu einer sekundären Kathode werden, durch deren Öffnung dann neben den primären Kathodenstrahlen sekundär gleichzeitig Kanalstrahlen hindurchgehen.

In einer zweiten, der beschriebenen ganz ähnlichen Röhre haben wir weder den positiven Strahl, noch erhebliche Potentialdifferenzen zwischen Platten und Blende erhalten. Es scheint danach das Gelingen dieses Versuches von geringen Änderungen der Apparatdimensionen oder sonstiger schwer kontrollierbarer Umstände abzuhängen.

Sehr bemerkenswert in allen diesen Versuchen ist das Auftreten eines Dunkelraumes um die Anode[1]), der in seinem

[1]) Mit der Untersuchung dieses Anodendunkelraumes ist gegenwärtig der eine von uns beschäftigt.

Aussehen vollständig das bekannte Bild des Kathodendunkelraumes zeigt. Darf man aus diesem analogen Aussehen auf analoge Vorgänge bei der Entstehung schließen, wobei nur die Rollen der positiven und negativen Elektrizitätsträger vertauscht sind, so macht der quantitative Unterschied der beiden Erscheinungen — trotz des hohen Vakuums war der Anodendunkelraum nur etwa 5 mm lang — auch eine erhebliche quantitative Verschiedenheit der positiven und der negativen Elektrizitätsträger wahrscheinlich.

Gegen die Existenz positiver Elektronen in den von Herrn LILIENFELD publizierten Versuchen liefern die hier beschriebenen Beobachtungen natürlich keinen direkten Beweis. Dagegen ergeben sich aus den von ihm selbst veröffentlichten Zahlen erhebliche Bedenken gegen seine Deutung der Versuche; dies zeigen die nachfolgenden Überlegungen. Merkwürdig erscheint auch, daß er selbst bei Verbindung der Blende mit der Kathode nicht neben den positiven Strahlen mit dem großen ε/μ auch gewöhnliche Kanalstrahlen beobachtete.

In einem Felde von 46 Gauss beschreiben Strahlen von den angegebenen Werten für ε/μ und v Kreise vom Radius 2 cm. Es hat also nur das äußerste Ende der 22 cm langen Strahlenbahn in die Spulen hineingeragt. Bei so leicht ablenkbaren Strahlen muß sich auch der Erdmagnetismus bemerkbar machen. Selbst wenn in der horizontal aufgestellten Röhre die Strahlen vielleicht zufällig in der Richtung der Horizontalintensität verliefen, so bleibt doch noch die ganze Vertikalkomponente, und diese allein mußte bereits vor Anlegen des künstlichen Magnetfeldes eine Ablenkung von etwa 6 mm hervorbringen. Außerdem mußte, wenn der Strahl verschiedene Geschwindigkeiten enthielt, der Fluoreszenzfleck von Anfang an in die Breite gezogen erscheinen. Bei Ablenkung nach der einen Seite mußte diese Verbreiterung wachsen, bei Ablenkung in der umgekehrten Richtung eher geringer werden. Im Falle des Versuches S. 130, in dem nur positiv ablenkbare Strahlen auftraten, lassen sich diese Umstände nicht mehr mit Sicherheit kontrollieren. Die Ablenkung durch den Erdmagnetismus konnte durch schiefsitzende Blenden zufällig aufgehoben, die Verbreiterung des Blendenbildes bei der großen Unschärfe unentdeckt geblieben sein. Sicher aber

konnte die S-förmige Figur des Versuches S. 128 nicht aus einem runden Fleck hervorgehen, wenn dem positiven Teil auch nur annähernd solche Werte für ε/μ und v zukamen, wie S. 131 angegeben. Vor Erregung des Magnetfeldes mußte dann die Erscheinung aus zwei, etwa 9 mm voneinander entfernten Flecken bestehen, denn auch die Kathodenstrahlen erleiden in dem Erdfelde eine Ablenkung (bei 4000 Volt erzeugender Spannung 3 mm; größer wird die Spannung kaum gewesen sein; wahrscheinlich war sie erheblich geringer). Auch hier mußte dann das in der gleichen Ebene wirkende Feld die durch das Erdfeld hervorgerufenen Ablenkungen in dem einen Sinne vermehren, bei Umkehrung vermindern.

Diese Abweichungen sind so groß, daß auch die Annahme einer etwas geringeren Vertikalkomponente des Erdmagnetismus an der betreffenden Stelle die Bedenken nicht zu zerstreuen vermag. Da andererseits Herr LILIENFELD selbst die außerordentlich geringe Lichtstärke und bedeutende Unschärfe und die daraus entspringende Unsicherheit bei der einen angeführten Messung wiederholt betonte, so vermögen wir in den in Rede stehenden Versuchen irgendwelche Anzeichen für die Existenz positiver Elektronen nicht zu sehen. Bei dieser Sachlage erübrigt es sich, auf die theoretischen Schwierigkeiten einzugehen, die bei der LILIENFELDschen Deutung entstehen.

Göttingen, Physikalisches Institut der Universität,
7. Dezember 1907.

Zur Geschichte des Kompasses bei den Arabern;
von E. Wiedemann.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 13. Dezember 1907.)
(Vgl. oben S. 740.)

Über die Geschichte des Kompasses bei den Arabern sind wir noch immer recht spärlich unterrichtet. So große Reisen die alten Araber auch machten, schon die vorgeschriebene einmalige Pilgerfahrt nach Mekka veranlaßte sie dazu, so waren sie doch keine Seefahrer und nur ganz selten finden sich Angaben über Beobachtungen bei Schiffsreisen. Zufällig habe ich neuerdings Kenntnis von zwei Stellen über den Kompaß erhalten, die mich zu der folgenden Mitteilung veranlassen. Über andere Nachrichten habe ich früher berichtet[1]). Die älteste Stelle, an der

---

[1]) Beiträge zur Geschichte der Naturwissenschaft bei den Arabern 3, 330, 1904. Einzelne der unten nur kurz angedeuteten Gegenstände sind in diesen Beiträgen ausführlich behandelt.

Zu den dort über den Magnetstein mitgeteilten Angaben sei das Folgende noch nachgetragen.

In der Kosmographie von *al Dimaschqî* († 1327) (Text S. 73 bis 74, Übersetzung S. 85) finden sich Angaben über den Magnetstein (Mehren übersetzt *Magnâṭîs* mit Hämatit, seine Übersetzung gibt an dieser Stelle nicht genau das Arabische wieder): Die größte Anziehungskraft hat der Magnetstein, von dem $^1/_2$ *Miṯqâl* (etwa 2,2 g) 1 *Miṯqâl* Eisen (4,4 g) anzieht. Wird Magnetstein pulverisiert, so haftet ein Stück am anderen wie am Eisen. Und wird an ihm (dem Magnetstein) ein Stück Eisen gerieben, so haftet an letzterem das Eisen. Nach *Dimaschqî* gibt es nach *'Otârid* dem Rechner (Mathematiker *al Ḥassâb*) drei Arten Magnetstein; die eine zieht an, die zweite stößt ab, und von der dritten zieht die eine Seite an und die andere stößt ab (man hat hier offenbar nicht ganz vollkommene Beobachtungen vor sich); unser *'Otârid* hat ein Werk über die Vorteile (nützlichen Eigenschaften) der kostbaren Steine geschrieben (vgl. Suter S. 67), wo sich vielleicht noch Näheres findet.

Bei *al Dimaschqî* findet sich noch die Angabe (Text S. 245, Übersetzung S. 351), daß in der Nähe von Murcia sich Magnetstein findet, von dem ein Stück im Gewicht von 1 Dirham (Drachme = 3,1 g etwa) 2 Dirham an sich zieht und vom Boden bis zur Höhe eines Mannes und höher hebt.

Die Angabe von *Abû Mûsà Ǧâbir Ibn Ḥajjân* findet sich auch später bei *al Bêrûnî* (vgl. Beiträge VIII am Anfang).

Von Betrachtungen aus dem Altertum über den Magneten wäre noch zu erwähnen Alexander Aphrodisiensis lib. II, Nat. quaest. cap. XXIII.

der Kompaß erwähnt sein kann, ist dort nicht mitgeteilt; sie ist nicht sehr passend, sei aber doch ihrer historischen Bedeutung wegen angeführt. In einer Geschichte des Westens (Afrikas und Spaniens, aus dem 14. Jahrhundert) von *Ibn al ʿAḏârî* aus Marokko (oder *Ibn al ʿIḏârî* nach Brockelmann 1, 337), die von P. A. Dozy herausgegeben worden ist, berichtet der arabische Verfasser (Bd. 2, 97) von einer Schlacht im Jahre 854, in der ein gewisser *Qâsim* geschlagen wurde. Auf diese Niederlage machte sein Bruder *Ṣafwân* den Vers: „*Qâsim* hat eines Tages in den *Qaramîṭ* eine Blähung gelassen, von der alle Fische des Ozeans gestorben sind. Das Wort *Al Qaramîṭ* bringt Dozy (2, 39) mit Calamita (Magnet) zusammen. Ob wirklich Dozys Deutung zutreffend ist, wird sich erst bei einer Nachprüfung der Handschriften darauf, ob das Wort richtig gelesen bzw. überliefert wurde, feststellen lassen.

Die zweite allgemeiner bekannte Stelle aus dem Jahre 1242 bis 1243 ist a. a. O. in der Übersetzung mitgeteilt.

Auf eine sehr interessante dritte Stelle in einem persischen Werk hat mich Herr Professor Houtsma in Utrecht hingewiesen; da ich des Persischen nicht mächtig bin, so war mein verehrter Kollege Herr Professor Jacob, der mich auch sonst stets unterstützt hat, so freundlich, dieselbe für mich zu übersetzen. Sie stammt aus einer Schrift *Gâmiʿal Ḥikâjât* (Anekdotensammlung), von einem persischen Literaten *ʿAwfî* und ist in dessen von *Browne* und *Mirza Muḥammad Qazwînî* herausgegebenen *Lubâb al Albâb* 1, 22 in der Anmerkung mitgeteilt. Die Stelle handelt von einem Ereignis um das Jahr 630 d. H. (1232 bis 1233) und lautet:

„In den *Gâmiʿ al Ḥikâjât* im 20. Kapitel vom vierten Teil gelegentlich der Erwähnung der Wunderdinge sagt er: Der Verfasser dieser Sammlung spricht: Einstmals fuhr ich auf dem Meere, als plötzlich ein ungestümer Wind aus dem Hinterhalt des Verborgenen sich erhob, schwarze Wolken das Antlitz des Himmels umflorten, der Schall der Wogen sich türmte und brandete und so das Meer in Wallung geriet, so daß die Passagiere zu jammern begannen. Der Meister (*Muʿallim*), welcher Kapitän war, wurde am Weg irre. Sofort brachte er ein hohles Eisen in

Neuere, früher von mir nicht erwähnte wichtige Arbeiten rühren her von M. Steinschneider, Bulletino di Boncompagni 4, 257,1871; A. Palm, Programm Maulbronn 1867; V. Rose, ZS. für deutsches Altertum 18, 321, 1875.

Gestalt eines Fisches heraus und warf es in einen Teller mit Wasser. Es wendete sich und gelangte in der *Qibla*-Richtung (d. h. nach Süden) zur Ruhe. Der Kapitän nahm auf Grund jener Richtung diesen Kurs. Danach zog ich über jenen Zustand Erkundigung ein und sie sagten, daß es die Eigentümlichkeit jenes Magnetsteines ist, daß, wenn man ihn kräftig am Eisen reibt, so daß er am Eisen eine Spur hinterläßt, jenes Eisen nur in der *Qibla*-Richtung zur Ruhe gelangt. Als ich diesen Sachverhalt probierte, verhielt es sich so. Wie das kommt, weiß Gott und kein Kluger kommt hinter das Geheimnis davon."

Eine andere Stelle findet sich in einem freilich viel später verfaßten Werk (um 802 d. H., 1399/1400 n. Chr.), einer Lehre von der mechanischen Taschenspielerei von *Muhammad Ibn Abî Bakr al Zarchûrî al Misrî* [aus Ägypten [1])].

Der Text ist uns schlecht überliefert, daher erklären sich gewisse Unklarheiten unserer Stelle; vielleicht hat *al Zarchûrî* auch nur Gehörtes und nicht ganz Verstandenes berichtet. Jedenfalls geht seine Notiz auf ältere Überlieferungen zurück.

Von *Zarchûrî* wird zunächst ein kleiner Fisch mit einer magnetisierten Stahlnadel in seinem Inneren beschrieben, der von dem einen Ende eines magnetisierten Eisenstabes angezogen, von dem anderen abgestoßen wird. Die Stahlnadel ist durch Streichen magnetisiert. Im wesentlichen ist die Beschreibung richtig, nur fehlt die Angabe der Streichrichtung. Es heißt:

Herstellung eines kleinen Fisches, in dessen Längsachse sich eine Nadel befindet. Du bringst in seine Mitte eine Stahlnadel (*Ibra Fûlâd*), welche auf indischem Magnetstein [2])

---

[1]) Die einzige bekannte Handschrift befindet sich in Leyden, Katalog der orientalischen Handschriften 3, 182, No. 1235 (Cod. 119 [2], Gol.). Für die Überlassung derselben bin ich Herrn Dr. Juynboll zu großem Dank verpflichtet. Einige Notizen aus ihr hat J. M. de Goeje, Z. D. M. G. 20, 507, 1866, mitgeteilt. Vgl. auch E. W. Beiträge 4, 390, 1905.

[2]) Der indische Magnetstein galt für besonders kräftig, *Ibn Sinâ* (arabischer Text des Kanon) nennt als den besten den aus dem Osten kommenden; bei *Qazwînî* wird als sein Fundort Indien angegeben und die bekannte Erzählung wiederholt, daß die Schiffe dort nicht mit Eisen zusammengenagelt sind, da dieses sonst herausgezogen wird; wie Vögel fliegt das Eisen zum Magnetberg (vgl. hierzu auch: Fior di Pensieri sulle pietre preziose di Ahmed Tecfascite tradotte da A. R. Biscia, seconda Edizione ristampata per commissione del Conte C. R. Biscia, S. 84, Bologna 1906).

gewetzt (gestrichen) ist. Das Streichen erfolgt auf der Seite desjenigen Steines (nämlich Magnetsteines), welcher an dem Eisen haftet, er ist der weibliche [1]); der männliche haftet an nichts. Und verstehe das [2])! Dann bringst Du die Nadel in den Fisch, die Spitze zu dem Kopf, das Nadelöhr (*Churm*) an den Schwanz; dann bestreichst Du den Fisch mit Wachs und bekleidest ihn mit Zinn (*Qaṣdîr*). Hierauf stellst Du Dir einen kleinen Speer (*Sinân*) aus Eisen her, dessen eines Ende umgebogen ist. Dann streichst Du das umgebogene auf dem Mann (d. h. des Magneten) und das gerade Ende auf dem Weib. Näherst Du dann die Seite des gekrümmten Eisens ihm (dem Fisch), so haftet er von Natur daran. Drehst Du ihm aber das andere Ende zu, so flieht er wegen seiner Eigentümlichkeit. Dies gehört zu den wunderbarsten und seltsamsten Geheimnissen. (Fig. 1 ist die Form des Speeres.)

Fig. 1.

Hieran anschließend wird die Verwendung des Fisches zum Anzeigen der Richtung nach Süden besprochen, sowie die Herstellung eines Kompasses. Die Stelle lautet:

Herstellung eines anderen Fisches; wenn Du ihn auf das Wasser legst, so dreht er sich in der Richtung nach der *Qibla*.

Es ist ein Fisch, der den Reisenden auf der Reise dient. Man macht ihn aus trockenem Weidenholz oder aus Kürbis. In seinem Innern befindet sich eine Nadel, die der Seite (wohl der unteren) anliegt; nach dem Kopf des Fisches ist sie etwas umgebogen. Die Spitze der Nadel ist an dem weiblichen Magneten,

---

[1]) Der Unterschied von männlichem und weiblichem Stein wird häufig erwähnt.

In klassischer Zeit wurde der Magnetstein in Europa in männliche und weibliche Varietäten geteilt, wovon der erste der Magnetstein (*al Maġnâṭîs* der Araber) war. Bei *al Kâṯî* ist von einer männlichen und weiblichen Magnesia (*Maġnîsîjâ*) die Rede, wahrscheinlich ist unter dieser der Magnetstein verstanden (H. S. Stapleton und F. T. Azo, Mem. Asiat. Society of Bengal **1**, 53, 55, 1905); vgl. auch Plinius, Nat. Hist. lib. **36**, Cap. 16, wo der Unterschied zwischen „mas" und „femina" gemacht wird.

Bei demselben *al Kâṯî*, der im Anfang des 11. Jahrhunderts lebte, finden wir die Angabe: Das Eisen hat zwei Arten, die männliche und die weibliche. Der Stahl (*Fûlâḏ*) ist die männliche Art und die weiche Art *al Narmâhan* ist die weibliche (a. a. O. **1**, 531, 1905).

[2]) Dies ist eine sehr häufig vorkommende Aufforderung, in der nicht etwa ein Zweifel an der Verständlichkeit liegt.

wie wir das vorher beschrieben haben, gestrichen worden. Dann verklebst Du den Fisch mit Pech oder Wachs, damit das Wasser nicht in das Holz eindringen kann. Hieraut beschäftigst Du Dich weiter mit ihm und dekorierst ihn, wie Du das für am besten findest und so sieht er aus! (Fig. 2.)

Fig. 2.

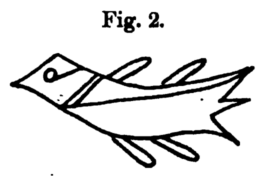
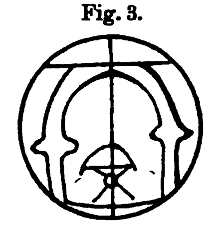


Fig. 3.



Nach dieser Methode fertigt man einen runden Himmelskreis *Falka* (Fig. 3), den man mit *Sandarûs* [1]) (Firnis, Lack, Sandarach) bestreicht. Auf ihm (dem Kreis) befindet sich eine Zeichnung des *Miḥrâb* [2]).

Man läßt den Kreis auf dem Wasser schwimmen, und er weist nach der *Qibla*. — So macht man es, wenn der Betende an der Gestalt des Fisches Anstoß [3]) nimmt. Diese Vorrichtung ist für

---

[1]) Die Verwendung des *Sandarûs* zum Bestreichen (Bemalen) von Oberflächen wird häufig erwähnt; so beschreibt ein gewisser *Aḥmad Ibn Muḥammed al ʿIrâqi Abu'l Qâsim* die Herstellung von Farben. Dazu wird zuerst arabischer Gummi hergestellt, mit diesem die Farben vermengt und dann nach dem Trocknen das Ganze mit *Sandarûs* bestrichen. „Diese Farbe geht nicht zugrunde, auch wenn man sie mit Wasser wäscht" (zur Handschrift vgl. AHLWARDT, Katalog 5, 90, Kap. 26).

Nâṣir-i-Chusrau berichtet von den Gemälden der Grabkirche, daß sie mit dem Öl des Sandarach (*Sandarûs*) gefirnißt seien, und daß über das Antlitz eines jeden eine dünne Glasplatte gelegt sei (s. LE STRANGE, Palestine usw., S. 205).

[2]) *Al Miḥrâb* ist die Gebetsnische in der Moschee, sie gibt meist die Richtung nach Mekka, die *Qibla* an, nach der sich der Betende wendet. Die Schwierigkeit, die darin liegen könnte, daß die Nadel nach der *Qibla* weist, wird dadurch gehoben, daß, wie mir Herr Prof. JACOB mitteilt, die *Qibla* schon in alter Zeit bisweilen die Südrichtung bedeutet. Hierfür ist die Moschee zu Kordova ein schlagender Beweis, in der der *Miḥrâb* auf der Südseite sich befand. In dem zuerst mitgeteilten Text ist *Qibla* als gleich der Südrichtung angegeben.

[3]) Dies bezieht sich darauf, daß den Mohammedanern die bildliche Darstellung lebender Wesen verboten war. Vgl. hierzu aus der letzten Zeit einen Aufsatz von C. SNOUK-HURGRONJE (Z. D. M. G. 61, 186, 1907) gelegentlich der Besprechung der bildlichen Darstellungen in *Quṣair ʿAmra*. Daß das

die Reisenden von großem Nutzen, da man durch sie die Richtung der *Qibla* (vgl. die Anmerkung zu *Miḥrâb*) kennen lernt. Dies ist die Beschreibung der Vorrichtung. Diese Nadel ist mit ihrer Spitze auf dem Magnetstein gestrichen, wie wir das bei dem Fisch angegeben haben. Und verstehe das!

Hier wird die Benutzung des Kompasses als etwas ganz Gewöhnliches geschildert.

Zu der Geschichte des Kompasses ist auch E. Gerland [1]) zu vergleichen (Mitteilungen zur Geschichte der Medizin und der Naturwissenschaften 6, 9, 1907); in diesem Aufsatz wendet sich der Verfasser gegen die Auffassung, daß eine „permanente Magnetisierung" der Nadel durch den Magnetstein von *Bailak* u. a. (vgl. Beitrag III) eingetreten sei, indem er selbst diesen Ausdruck dahin verstanden wissen wollte, daß Nadeln usw. den ihnen erteilten kräftigen Magnetismus für immer bewahren, wenn nicht besondere Umstände ihn schwächen oder umkehren; ich selbst hatte den Ausdruck weiter gefaßt und, wenn nach Fortnahme des Magnetsteines die Nadel noch eine Richtkraft besitzt, dies als eine Wirkung der permanenten Magnetisierung bezeichnet, die ja sehr lange konstant erhalten bleibt, falls keine Erschütterungen eintreten. Mir scheint, daß man durch die Bewegung der schwimmenden Nadel auf der Oberfläche durch das Herumführen des Magnetsteines eine leichtere Beweglichkeit erteilen wollte, eventuell handelte es sich auch um eine abergläubische Handlung. Ob man im 13. Jahrhundert schon Stahlnadeln usw. hatte, ist zurzeit nicht zu entscheiden.

Zahlreiche Werkzeuge wurden damals aus Stahl (hartem Eisen) hergestellt, so z. B. die nach Kreis- oder Parabelbogen ge-

---

Bilderverbot nicht streng eingehalten wurde, zeigen Illustrationen mehrerer Werke, so der Maqâmen des *Ḥarîrî*, der Kosmographie von *Qazwînî*, von *al Dimaschqî*, in denen Tiere und Menschen abgebildet sind. Aber auch plastische Nachbildungen finden sich vielfach; ich erinnere zunächst an die zahlreichen Metallschalen und Becken. Sehr ausführlich behandelt *al Gazarî* die Konstruktion von Figuren, die Wasser ausgießen usw.; unter ihnen findet sich auch ein Fisch; weiter befanden sich an den arabischen Wasseruhren Falken oder Raben, die aus ihren Schnäbeln in bestimmten Intervallen in Metallbecken Kugeln werfen, Männer, die Trommeln schlagen usw.; auch automatisch betriebene Flötenspieler werden geschildert.

[1]) Weiter ist zum Kompaß zu vergleichen: H. Stadler a. a. O., S. 121.

schnittenen und zu Feilen zugehauenen Platten, mit denen man die entsprechenden Hohlspiegel ausdrehte (vgl. E. W., Wied. Ann. 39, 119, 1890). *Al Bêrûnî* fertigt Zieheisen für Metalle aus Eisen, nämlich stark gehärtetem Stahl, wie er besonders sagt (Handschrift in Beyrut); die in ihnen gezogenen Stäbe sollten zu spezifischen Gewichtsbestimmungen dienen.

Jedes Eisen, wie es damals hergestellt wurde, besitzt ferner Eigenschaften des Stahles. Für die Herstellung des Stahles selbst müssen aber schon genaue Methoden bekannt gewesen sein, da er unter anderem zur Herstellung von Schwertern benutzt wurde, die man dann härtete, worüber z. B. ein gewisser *Gaubarî* ausführlich berichtet.

Von dem Philosophen *al Kindî* [1]) ist uns ferner eine Dissertation über die Eigenschaften der Schwerter (*Risâla fî Gawâhir al Sujûf*) erhalten, in deren Einleitung von Eisen und Stahl gehandelt wird. Die kleine Abhandlung steht in einer arabischen Anthologie des Islâm [*Gamharat al Islâm* [2])].

Einiges aus der Schrift hat v. HAMMER-PURGSTALL (J. asiat. (5) 3, 66, 1854), freilich in sehr unvollkommener Weise, mitgeteilt, worauf E. RÖDIGER (Z. D. M. G. 14, 489, 1866) hinweist, der sehr ausführlich unseren Text bespricht (vgl. auch DOZY, Katalog Leyden 1, 274). Herr Dr. JUYNBOLL war so gütig, mir den betreffenden Abschnitt abzuschreiben. Einige Ausführungen, die fast wörtlich mit denen *al Kindîs* übereinstimmen, stehen in einer Schrift über den Krieg von *Ibn Huḍail* (München, Cod. arab. 881b).

In der Einleitung zu seiner Schrift behandelt *al Kindî* die verschiedenen Arten von Eisen und sagt etwa:

Das Eisen, aus dem die Schwerter hergestellt werden, zerfällt in das natürliche und in das künstliche [3]). Das künstliche ist der

[1]) Von *al Kindî* sind uns Titel von zwei Schriften erhalten, welche sich mit dem Eisen und den Schwertern befassen: Dissertation über die Arten der Schwerter und des Eisens, das ist die unsrige, und Dissertation über das, was man auf das Eisen und die Schwerter auflegt (*ṭaraḥ*), so daß sie nicht schartig und stumpf werden (al Fihrist, S. 261, Z. 3 und 4).

[2]) Der Verfasser heißt mit Zunamen *al Schaizarî*. Zu dem vollständigen Namen vgl. u. a. BROCKELMANN 1, 259.

[3]) Man unterschied auch sonst beim Eisen zwei Arten, das harte (persisch *Schâbârqân*, arabisch *Ḏakr*, Mann) und das weiche [persisch *Nermâhen*, im Arabischen *Unṯâ*, Weib; vgl. DOZY, Suppl. 1, 744 (715)]. Bei der Besprechung des Materials zu den spezifischen Gewichtsbestimmungen erwähnt

Stahl (*Fûlâḏ*), man versteht darunter das gereinigte (*muṣaffa*). Man stellt ihn aus dem natürlichen Eisen her, indem man auf dieses in der Schmelze etwas wirft, was es reinigt und seine Weichheit kräftigt, so daß es fest und biegsam wird, sich härten läßt und auf ihm der *Firind* erscheint. (*Firind* ist, wie aus einer Stelle in einer Handschrift in München hervorgeht, die eigentümliche Zeichnung des Stahles; es heißt dort, „zu den Eigenschaften der Schwerter gehört der *Firind*, der wie das Wasser in ihm erscheint; der Beobachter glaubt, daß es auf ihm fließt, wenn er den Kopf bewegt".)

Ein näheres Eingehen auf die Eisenarten usw. würde zu weit von den physikalischen Fragen abführen; sie werden an einer anderen Stelle besprochen werden; nur sei erwähnt, daß auch sonst von einer künstlichen Darstellung des Stahles aus einer Eisenart *Bermâhen* (*Nermâhen*) die Rede ist. — Das in Damaskus verarbeitete Eisen stammt zum Teil aus der Gegend von *Beyrût*, wo nach *Edrîsî* vortreffliches Eisen vorkommt, das nach Syrien exportiert wird; daß dort noch zurzeit sich Lagerstätten von Eisensesquioxyd finden, war Herr Professor COLLANGETTES so gütig, mir mitzuteilen.

Die magnetischen Fische wurden auch beim Traumdeuten verwendet. Auf eine hierher gehörige Stelle in einer Arbeit von F. KERN über *Ibn Sûdûn* (810—868 d. H., 1407—1463 n. Chr.) hat mich Herr Prof. JACOB (vgl. Geschichte des Schattenspiels, S. 27) aufmerksam gemacht. Herr Dr. KERN war dann so freundlich, mir seine Kairener Lithographie der Schrift von *Ibn Sûdûn* zuzusenden. Es heißt dort S. 157: Nach einem Bericht von *Ibn Gaujá* erzählt ein Alexandriner: Ich ging eines Tages nach *Munja*

---

auch *al Bêrûnî* die drei Eisenarten, das Bermâhen genannte weibliche, das männliche, d. h. das harte, das von den Völkern des Nordens und Westens zu Waffen verwendet wird, und endlich den Stahl, der aus Bermâhen hergestellt wird. Von allen drei Eisenarten verdrängen 100 Miṯqâl gleich viel Wasser, d. h. ihr spezifisches Gewicht ist das gleiche.

Den Titel eines jedenfalls vor 1000 n. Chr. geschriebenen Werkes über die Mischungen der mineralischen Körper, die Gewinnung des Stahles (*Fûlâḏ*), des Messings usw. von einem unbekannten Verfasser gibt der *Fihrist* (vgl. Beiträge 8, 165). In einem nach 817 d. H. (1414/15) geschriebenen Werke wird von dem Härten des Eisens, dessen Polieren und Graufärben gehandelt (AHLWARDT, Katalog 5, 82).

(einer Stadt in Ägypten) und sah einen Mann am Ufer des Flusses (des Nils) auf einem *Kursî* sitzen. Vor ihm stand ein Gerät aus ausgehöhltem Kupfer, an dessen oberem Ende er ein Astrolab aufgehängt hatte und unter dem sich ein mit Wasser gefülltes Gefäß aus Glas befand. In letzterem befand sich ein Fisch aus zieseliertem Elfenbein (*'Âg*) mit einem Menschenkopf; sein Maul bestand aus Magnetstein und sein Schwanz aus Koralle; er stand und bewegte sich wie ein lebendes Tier. Auf der Seite des Mannes befand sich ein Brett mit Sand, auf dem er rechnete (d. h. die zum Traumdeuten erforderlichen Operationen ausführte).

Am Schluß des Berichtes wird erzählt, wie der Mann zugrunde geht. Er legt, wie stets bei seiner Traumdeuterei, den Fisch zunächst auf die Hand, eine Weihe stürzt sich auf ihn, indem sie glaubt, es sei ein Flußfisch, und trägt ihn fort; der Mann läuft nach, fällt in den Nil und ertrinkt.

Leider ist uns nichts Näheres über die Handhabung des Fisches mitgeteilt, sondern nur die Deutung einer Reihe von Träumen. Wahrscheinlich hat der Mann mittels eines Eisenstabes den Fisch im Wasser Bewegungen ausführen lassen; da er aus Elfenbein bestand, muß er an einem Faden gehangen haben, wie dies bei gewissen von *al Zarchûrî* beschriebenen nicht magnetischen Fischen der Fall war. Als etwas Besonderes wird das Ganze, das sich um die Mitte des 14. Jahrhunderts abgespielt hat, von *Ibn Sûdûn* nicht behandelt; es müssen also damals die Eigenschaften des Magnetsteines ganz allgemein bekannte gewesen sein.

Ein Vorschlag[1]) zu einem ganz niedlichen magnetischen Versuch ist der folgende: Herstellung von Vögeln und eines Fisches; der Vogel taucht in das Wasser unter und kommt dann mit dem Fisch im Schnabel heraus. Der Fisch und der Vogel werden hohl aus Holz hergestellt und ihr Bauch mit Salz gefüllt. Der Vogel erhält ein Stück Magnetstein in den Schnabel, der Fisch ein nadelförmiges Stück Eisen. Man wirft nun erst den Fisch in das Wasser, dann den Vogel; beide sinken unter und

---

[1]) Die kleine Notiz ist einer Handschrift des Werkes von *al Gazari* (Leyden, Nr. 1025) angehängt. Leider ist dieses Stück sehr schlecht erhalten.

die Eisennadel haftet am Magnet. Ist dann das Salz gelöst, so steigen sie in die Höhe.

Resultat.

Die mitgeteilten Stellen zeigen, daß man bei den Arabern schon am Anfang des 13. Jahrhunderts die Magnetisierung durch Streichen kannte und daß man diese auch im 14. Jahrhundert im Orient anwandte. Beide Stellen zeigen auch, daß bekannt war, daß das stets etwas stahlhaltige Eisen dauernd magnetisch wurde, und daß diese Erscheinung experimentell geprüft wurde; ferner, daß zu dieser Zeit der Kompaß allgemeine Anwendung fand.

Notiz über die Fluoreszenzfarben des Glases unter der Einwirkung von Kathodenstrahlen;

von H. Konen.

(Vorgelegt in der Sitzung vom 13. Dezember 1907.)
(Vgl. oben S. 739.)

In der Sitzung vom 1. November haben die Herren GEHRCKE und REICHENHEIM, sowie Herr GOLDSTEIN eine Reihe von Versuchen beschrieben, deren Ergebnisse sich zum großen Teil mit denjenigen decken, die ich bei gemeinsam mit Herrn Stud. KYLL in anderem Zusammenhange angestellten Versuchen gleichfalls erhalten habe. Durch die genannten Mitteilungen ist eine genauere Beschreibung unserer Versuche überflüssig geworden. Zwei Punkte sind aber vielleicht doch erwähnenswert. Zunächst haben wir die rote und blaue Fluoreszenz unter Anwendung von CaO-Kathoden schon bei Anwendung der Netzspannungen von 220 und 440 Volt beobachten können. Die Intensität war dabei so groß, daß eine photometrische Ausmessung der im Orange gelegenen Bande nicht aussichtslos erscheint und versucht wird. Die Fluoreszenz trat bereits auf, wenn die Kathode eben begann, rotglühend zu werden, der Inhalt des Rohres nicht sichtbar leuchtete und ein Strom von 0,1 bis 0,3 Milliampere hindurchging. Sie war indes auch bei Strömen bis 80 Milliampere zu beobachten, wenn der Gasinhalt stark leuchtete. Die erregenden Strahlen erwiesen sich aus negativer Elektrizität bestehend, wie bei den Versuchen von GEHRCKE u. REICHENHEIM und GOLDSTEIN. Zweitens finden wir, daß das in Frage stehende Leuchten auch in Heliumröhren auftritt, die keinen spektroskopisch nachweisbaren Sauerstoffgehalt besitzen. Damit ist selbstverständlich die Anwesenheit von Spuren von Sauerstoff nicht ausgeschlossen, so daß sich kein entscheidender Einwand gegen die Annahme GOLDSTEINS ergibt, daß die fragliche Fluoreszenz unter Mitwirkung von Sauerstoff zustande komme. Ebenso schwierig scheint mir aber auch der Nachweis, daß nicht spurenweise vorhandene Phosphore, etwa solche mit CaO, die Träger der Phosphoreszenz sind.

Versuche über ungedämpfte elektrische Schwingungen; von F. Kiebitz.

(Mitteilung aus dem Kaiserlichen Telegraphen-Versuchsamt nach gemeinsam mit Herrn K. BANGERT ausgeführten Versuchen.)

(Vorgetragen in der Sitzung vom 13. Dezember 1907.)

(Vgl. oben S. 739.)

DRUDE[1]) hat wiederholt festgestellt, daß es für das Zustandekommen einer Schwingung mit kleinem Dekrement in einem Kondensatorkreis wichtig sein kann, daß die Zuleitungsdrähte vom Induktorium zur Funkenstrecke möglichst dicht an der Funkenstrecke angelegt werden, und daß die Funkenstrecke in einem Symmetriepunkt des schwingenden Systems angebracht wird.

Die Beachtung dieser Regeln ist wichtig, wenn man die Genauigkeit wiederherstellen will, die DRUDE bei seinen Messungen erreicht hat. Für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie haben sie bisher weniger Bedeutung erlangt, weil man in den technischen Ausführungen aus anderen Gründen mit einer Energieverschwendung zu rechnen hat, zu der alles, was man durch Beachtung jener Regeln erreichen kann, in keinem Verhältnis steht.

Bei Versuchen mit ungedämpften Schwingungen ist es aber wesentlich, auf diese Nebenumstände zu achten, weil man hier mit Vorteil Schwingungskreise mit so großer Selbstinduktion und kleiner Kapazität verwendet, daß man den Strom im Schließungsbogen nicht mehr als stationär ansehen kann.

Legt man die Zuleitungen zum Flammenbogen an willkürlichen Stellen des Schwingungskreises an, so koppelt man das Leitungsnetz mit dem Schwingungskreis und die Schwingungen gehen auf dasselbe über. Dies vermeidet man, wenn nur der Flammenbogen dem Gleichstromkreis und dem Schwingungskreis gemeinsam ist, und wenn man außerdem die ganze Zuleitung

---

[1]) P. DRUDE, Ann. d. Phys. (4) 15, 743, 1904; 16, 119, 1905.

möglichst selbstinduktionsfrei ausgestaltet zu Vermeidung magnetischer Koppelung mit dem Schwingungskreis.

Legt man den Flammenbogen in die Mitte eines Schließungskreises von vielen Windungen, so verlaufen außer zwischen den Kondensatorbelegungen auch elektrische Kraftlinien zwischen den beiden Hälften der Spule; legt man ihn jedoch zwischen Kondensator und Spule, so verlaufen elektrische Kraftlinien von der ganzen Spule nach den Zuleitungsdrähten. Dadurch ergibt sich eine Vergrößerung der Kapazität und damit der Wellenlänge, die in einem Beispiel (für die Wellenlänge) je nach der Lage der Zuleitungen 1 bis 5 Proz. betrug.

Die Beachtung dieser beiden Regeln von DRUDE genügt aber allein nicht zur Herstellung einer wohldefinierten ungedämpften Schwingung. Wenn man zwischen stillstehenden Elektroden einen ruhenden Flammenbogen, der also nicht durch ein Magnetfeld gedreht wird, benutzt, so beobachtet man, wenn der Flammenbogen innerhalb einer Leuchtgaskammer brennt, an der Kathode einen Ansatz, der mit der Zeit größer wird und damit die Länge des Flammenbogens verkleinert. Gleichzeitig sinkt die Spannung am Flammenbogen, und die Wellenlänge im Schwingungskreise wird kleiner. Ähnliches hat SIMON schon wiederholt beschrieben [1]). Diese Wellenlängenverkleinerung ist um so erheblicher, je kleiner die Selbstinduktion des Schwingungskreises ist. Zum Gelingen des Versuches ist es notwendig, Metallfadenwiderstände in den Gleichstromkreis zu schalten, weil der Flammenbogen gegen Schwankungen der Netzspannung sehr empfindlich ist; man kann mit Vorteil Osramlampen verwenden.

Ist jedoch die Selbstinduktion im Schließungsbogen hinreichend groß, so kann keine Änderung der Wellenlänge mit der Spannung festgestellt werden, und man gelangt zu der in Fig. 1 dargestellten Anordnung zur Erzeugung konstanter ungedämpfter Schwingungen, bei der auch die Metallfadenwiderstände überflüssig sind.

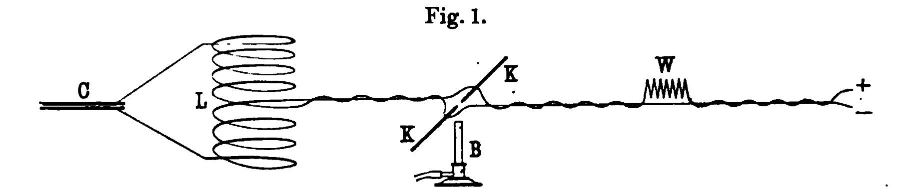
Als Netzspannung kann man 80 Volt verwenden, wenn man sich mit schwacher Wirkung begnügt. Durch den Widerstand W wird die Stromstärke auf 1 bis 3 Amp. reguliert. K sind die

---

[1]) H. TH. SIMON, Phys. ZS. 7, 441, 1906.

Kohlen einer Handregulierbogenlampe, B ist ein dicht unter dem Flammenbogen aufgestellter leuchtender Bunsenbrenner. Die Spule L hat 100 Windungen von 30 cm Durchmesser, 4,5 Ohm Widerstand und 2 700 000 cm Selbstinduktion. C ist ein drehbarer Plattenkondensator mit Ölfüllung und Hartgummiisolation mit 1400 cm maximaler Kapazität. Bei diesen Abmessungen ist die Periode der ungedämpften Schwingungen dieselbe wie die von gedämpften Schwingungen, die man erhält, falls man dieselbe Anordnung durch Funken erregt. Statt des Plattenkondensators kann man auch eine Leidener Flasche benutzen, wenn man durch Petroleumfüllung das Auftreten von Büschelentladungen an den Rändern der Belegungen verhindert. Schiefer bietet keine ge-

Fig. 1.



nügende Isolation, auch wenn er mit Wasserglas bezogen wird. Das Vorhandensein der Schwingungen zeigt man zweckmäßigerweise durch DORNsche Röhren mit Heliumfüllung von 5 mm Druck und elektrolytisch eingeführtem Kalium, die man an die Spule hängt.

BARKHAUSEN[1]) hat die Theorie der durch den Lichtbogen hervorgerufenen Schwingungen umfassend dargestellt. Die Diskussion der Periode für die vorliegende Schaltung soll auf Grund dieser Theorie bei späterer Gelegenheit erfolgen.

SCHALHORN[2]) hat am singenden Lichtbogen Messungen der Tonhöhe vorgenommen und festgestellt, daß man für die Selbstinduktion L einen zu großen Wert erhält, wenn man sie mit Hilfe der Formel:

$$\tau = 2\pi . \sqrt{LC}$$

aus Kapazität und Schwingungsdauer berechnet.

---

[1]) BARKHAUSEN, Das Problem d. Schwingungserzeugung, Leipzig 1907, S. 61.
[2]) SCHALHORN, Diss. Rostock 1906.

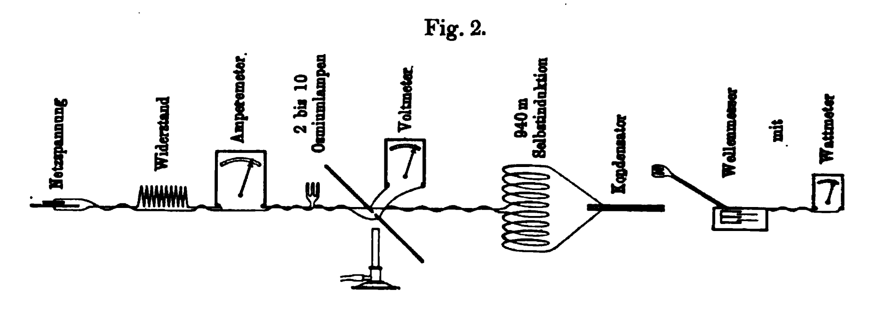
Versucht man die Periode durch einen Ausdruck von der Form

$$\tau = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{W^2}{4L^2}}}$$

darzustellen, so ist der Sinn, in dem sich mit der Flammenbogenlänge und der Stärke des speisenden Gleichstromes die Periode ändert, derartig, daß der Widerstandsgröße W Werte beizulegen sind, die mit dem Verhältnis der gemessenen Flammenbogenspannung V zur Stromstärke J in der Speiseleitung steigen und fallen.

Zur zahlenmäßigen Untersuchung dieses Umstandes werde die in Fig. 2 gezeichnete Anordnung getroffen. Die Spule hatte

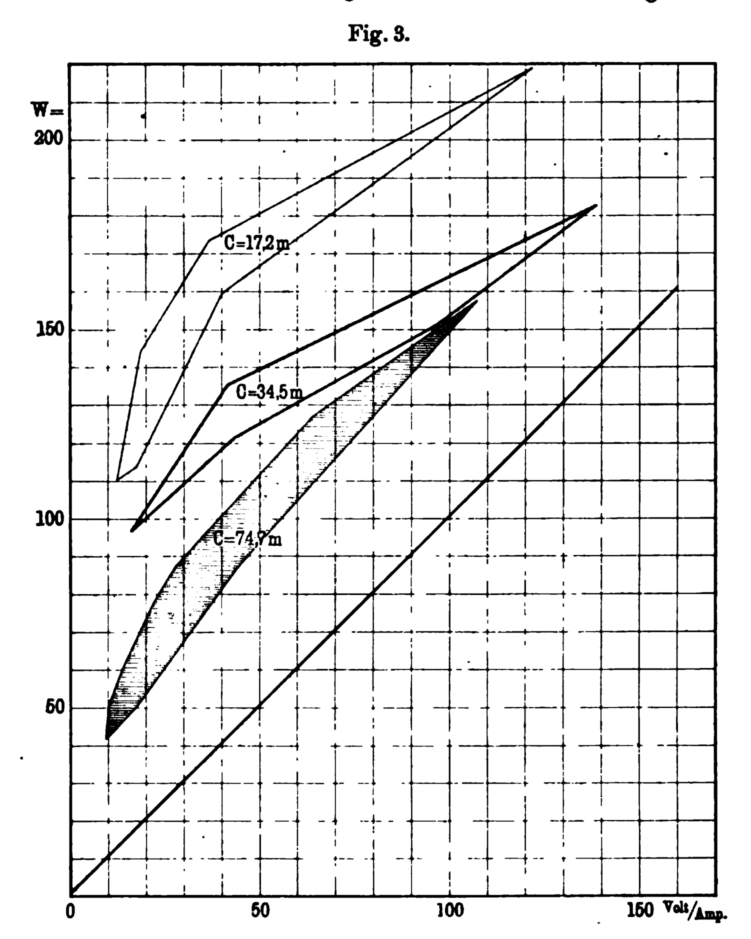
Fig. 2.



	Beobachtet				Berechnet		
	J Amp.	V Volt	C m	λ m	$2\pi\sqrt{LC}$ m	W Ohm	V/J Ohm
108 Volt. .	1,66	32	17,2	830	810	124	19,2
	2,64	32	—	823	—	110	12,1
	2,11	32	34,5	1189	1150	97	15,1
	1,43	42	—	1220	—	118	29,4
	1,78	51	74,7	1795	1690	80	34,5
	2,22	27	—	1700	—	47	12,1
460 Volt. .	2,84	50	17,2	825	810	114	17,6
	1,08	132	—	915	—	218	122
	2,84	50	34,5	1210	1150	102	17,6
	0,72	100	—	1390	—	182	139
	0,88	94	74,7	2480	1690	158	107
	2,84	40	—	1735	—	60	14,1

etwa 10^5 cm Selbstinduktion, der Kondensator war ein verstellbarer Plattenkondensator mit Ölfüllung und 7500 cm maximaler Kapazität. Die unter der Figur stehende Tabelle zeigt die be-

Fig. 3.



nutzte Netzspannung (es wurden 108, 218 und 460 Volt verwendet) und die eingestellten Kapazitäten, ferner die Stromstärke im Gleichstromkreise, die Spannung am Lichtbogen und die mit dem HAHNEMANNschen Wellenmesser[1]) bestimmte Wellenlänge der

[1]) E. NESPER, Elektrot. ZS. **28**, 849, 1907.

Schwingung im Kondensatorkreise. Aus diesen Ablesungen ist sodann das Verhältnis V/J und die Größe W aus der Schwingungsgleichung berechnet worden nach der Formel:

$$W = 60 \cdot \sqrt{\frac{L}{C} - \left(\frac{2\pi L}{\lambda}\right)^2},$$

wobei L, C und λ in Centimeter gemessen ist und W den Widerstand in Ohm bedeutet.

In der Tabelle sind zwölf Beispiele angeführt, aus denen man sieht, daß W erheblich größer als V/J ist.

Sämtliche beobachteten Werte wurden sodann in ein Koordinatensystem eingetragen (Fig. 3), die Größen V/J als Abszissen, die zugehörigen W als Ordinaten. Wäre etwa $W = V/J + 0{,}08$ Ohm (Ohmscher Widerstand der Spule), so würden die berechneten Punkte sämtlich auf der in der Figur gezeichneten Geraden liegen. In Wirklichkeit ordnen sie sich in drei Gruppen entsprechend den benutzten Kapazitäten. Innerhalb jeder Gruppe ist ein Unterschied im Verlaufe der Kurven nach den verschiedenen benutzten Netzspannungen nicht festzustellen. Das Gebiet, innerhalb dessen sämtliche Punkte liegen, die bei der Kapazität 1720 cm bestimmt werden, ist in der Figur mit einer dünnen Linie umrandet, die dick umrandete Fläche enthält die Beobachtungen bei der Kapazität 3450 cm, die schraffierte Fläche die Messungen für die Kapazität 7470.

Man erkennt, daß die Werte W sich dem Verhältnis V/J mit wachsendem C nähern. Auffallend ist dabei, daß die Annäherung in demselben Sinne erfolgt, in dem sich der Stromverlauf in der Spule stationären Verhältnissen nähert.

Mitgliederliste

der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft.

Im Jahre 1907 verlor die Gesellschaft durch den Tod:
Prof. Dr. W. v. Bezold, Prof. Dr. S. Czapski, Dr. C. Liebenow, Prof. Dr. O. Rosenbach, Prof. Dr. H. C. Vogel.

Am Ende des Jahres 1907 waren Mitglieder der Gesellschaft:

A. Berliner Mitglieder.

1. Herr Dr. M. Abraham *), W. 10, Sigismundstraße 1.
2. „ E. Altenkirch, Fredersdorf.
3. „ Dr. M. Altschul, Wilmersdorf, Holsteinischestraße 35.
4. „ Dr. R. Apt, NW. 52, Lüneburgerstraße 25.
5. „ F. S. Archenhold, Treptow, Sternwarte, Köpenicker Landstraße 49.
6. „ cand. phil. Max Arndt, S. 59, Urbanstraße 26.
7. „ Prof. Dr. H. Aron, W. 15, Kaiserallee 219/220.
8. „ Dr. L. Arons, NW. 23, Brückenallee 3.
9. „ Prof. Dr. E. Aschkinass, Wilmersdorf, Xantenerstraße 7.
10. „ Dr. Otto v. Baeyer, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
11. „ Dr. Karl Bangert, Charlottenburg 2, Pestalozzistraße 101.
12. „ Dr. H. Barkhausen, Charlottenburg 5, Spandauerstraße 17.
13. „ Ingenieur Heinz Bauer, W. 10, Lützow Ufer 2.
14. „ Dr. U. Behn, Nikolassee, Cimbernstraße 3.
15. „ Dr. W. Bein, W. 15, Emserstraße 25.
16. „ Dr. G. Benischke, Groß-Lichterfelde W. 3, Holbeinstraße 25.
17. „ Prof. A. Berberich, SW. 68, Lindenstraße 91.
18. „ Dr. A. Berliner, W. 35, Lützowstraße 63.
19. „ Dr. Fr. Bidlingmaier, NW. 23, Lessingstraße 31.
20. „ W. Biegon v. Czudnochowski, Wilmersdorf, Hohenzollerndamm 7.
21. „ Prof. Dr. E. Blasius, Charlottenburg 4, Schillerstraße 22.
22. „ Oberlehrer A. Blümel, SO. 16, Melchiorstraße 22.
23. „ H. Boas, O. 27, Krautstraße 52.
24. „ Dr. Günther Bode, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
25. „ Prof. Dr. Bodenstein, Charlottenburg 2, Bismarckstraße 123.
26. „ Prof. Dr. R. Börnstein, Wilmersdorf, Landhausstraße 10.

---

*) Berlin ist in dem Verzeichnis weggelassen.

27. Herr Prof. Dr. H. Böttger, NW. 23, Lessingstraße 10.
28. „ Prof. Dr. H. du Bois, NW. 40, Herwarthstraße 4.
29. „ A. du Bois-Reymond, SW. 13, Alexandrinenstraße 137.
30. „ Dr. E. Bollé, Charlottenburg 1, Cauerstraße 7.
31. „ Dr. F. Bremer, Nikolassee (Wannseebahn), Villa Bremer.
32. „ Reg.-Rat Dr. W. Brix, Steglitz, Hohenzollernstraße 1.
33. „ Prof. Dr. E. Brodhun, Grunewald, Hubertusallee 15.
34. „ Prof. Dr. E. Budde, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 54.
35. „ Oberlehrer Dr. Robert Burg, Friedenau, Friedrich-Wilhelmsplatz 13.
36. „ Dr. A. Byk, Charlottenburg 4, Mommsenstraße 43.
37. „ Prof. Dr. C. Cranz, Charlottenburg 2, Fasanenstraße 87.
38. „ cand. phil. Leo Diesener, S. 59, Am Urban.
39. „ Prof. Dr. H. Diesselhorst, Charlottenburg 2, Werner Siemensstr. 8/12.
40. „ Prof. Dr. F. Dolezalek, Charlottenburg 1, Kaiser Friedrichstraße 5.
41. „ Prof. Dr. B. Donath, Charlottenburg 4, Stuttgarterplatz 16.
42. „ Dr. A. Ebeling, Charlottenburg 5, Neue Kantstraße 3.
43. „ Prof. Dr. Th. W. Engelmann, NW. 7, Neue Wilhelmstraße 15.
44. „ F. Ernecke, Tempelhof, Ringbahnstraße 4.
45. „ Prof. Dr. C. Färber, S. 53, Wilmsstraße 13.
46. „ G. Falckenberg, Groß-Lichterfelde 3, Karlstraße 91.
47. „ Dr. W. Felgentraeger, Charlottenburg 2, Werner Siemensstr. 27/28.
48. „ Prof. Dr. K. Feussner, Charlottenburg 1, Berlinerstraße 80 a.
49. „ Dr. H. W. Fischer, NW. 23, Brückenallee 35.
50. „ Ingenieur Florey, Tegel, Brunowstraße 31.
51. „ Dr. K. Forch, Groß-Lichterfelde 3, Manteuffelstraße 5 a.
52. „ Reg.-Rat Dr. A. Franke, SW. 29, Gneisenaustraße 30.
53. „ Dr. A. Franke, Grunewald, Brahmsstraße 15.
54. „ Dr. F. Frankenhäuser, Hermsdorf (Mark), Melanchthonstraße 1.
55. „ Oberlehrer Otto Freese, Pankow, Breitestraße 16.
56. „ Dr. G. A. Freund, NW. 7, Unter den Linden 69.
57. „ Dr. Hermann Fricke, Westend, Nußbaumallee 23.
58. Frl. Louise Friedburg, Wilmersdorf, Motzstraße 37.
59. Herr Dr. O. Frölich, W. 15, Fasanenstraße 48.
60. „ R. Fuess, Steglitz, Düntherstraße 8.
61. „ Georg Gehlhoff, N. 24, Linienstraße 125.
62. „ Dr. E. Gehrcke, SW. 47, Hornstraße 13.
63. „ Aug. Gehrts, Charlottenburg 4, Pestalozzistraße 98.
64. „ Dr. H. Gerstmann, W. 15, Meierottostraße 4.
65. „ Dr. Bruno Glatzel, SW. 29, Gneisenaustraße 4.
66. „ Dr. A. Gleichen, S. 59, Freiligrathstraße 13.
67. „ Prof. Dr. E. Goldstein, W. 50, Bambergerstraße 6.
68. „ Dr. A. Gradenwitz, W. 50, Regensburgerstraße 3.
69. „ Oberlehrer Willy Greinert, NO. 55, Prenzlauerallee 48.
70. „ Dr. E. Grüneisen, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
71. „ Prof. Dr. L. Grunmach, W. 62, Bayreutherstraße 9.
72. „ Prof. Dr. R. Güntsche, W. 30, Hohenstaufenstraße 7.
73. „ Prof. Dr. E. Gumlich, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 71.
74. „ W. Haensch, S. 53, Urbanstraße 185.

75. Herr Prof. Dr. E. Haentzschel, W. 30, Gleditschstraße 43.
76. „ Prof. Dr. E. Hagen, Charlottenburg 2, Werner Siemensstraße 7.
77. „ Prof. H. Hahn, Grunewald, Dachsberg 13.
78. „ F. Handke, N. 37, Lottumstraße 12.
79. „ Dr. O. Hauser, Friedenau, Taunusstraße 29.
80. „ Dr. W. Hechler, S. 42, Prinzenstraße 101.
81. „ P. Heitchen, Charlottenburg 4, Kaiser Friedrichstraße 67.
82. „ Prof. Dr. G. Hellmann, W. 10, Margarethenstraße 2/3.
83. „ Dr. Fr. Henning, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
84. „ Dr. W. Heuse, Friedenau, Stubenrauchstraße 11.
85. „ Prof. Dr. R. Heyne, W. 30, Zietenstraße 3.
86. „ Prof. Dr. J. Hirschwald, Grunewald, Kunz Buntschuhstraße 16.
87. „ Dr. vom Hofe, Wilmersdorf, Hildegardstraße 24.
88. „ Prof. Dr. J. H. van 't Hoff, W. 15, Lietzenburgerstraße 54.
89. „ Dr. Fr. Hoffmann, W. 50, Passauerstraße 23.
90. „ Prof. Dr. L. Holborn, Charlottenburg 5, Friedrich-Karlplatz 15.
91. „ Oberlehrer Dr. K. Hollefreund, SW. 61, Großbeerenstraße 83.
92. „ Dr. W. Howe, Westend, Kastanienallee 4.
93. „ Prof. Dr. A. Hupe, Charlottenburg 4, Schlüterstraße 60.
94. „ cand. phil. Erich Hupka, Charlottenburg 4, Pestalozzistraße 35.
95. „ Dr. Erich F. Huth, W. 30, Landshuterstraße 9.
96. „ Werner Immler, NW. 6, Luisenstraße 40.
97. „ Prof. Dr. W. Jaeger, Friedenau, Handjerystraße 90.
98. „ Prof. Dr. E. Jahnke, W. 15, Pariserstraße 36.
99. „ Dr. Ludwig Janicki, Charlottenburg 1, Tegelerweg 4.
100. „ Felix Jentsch, W. 50, Eislebenerstraße 14.
101. „ Oberlehrer P. Johannesson, N. 58, Schönhauserallee 134.
102. „ Dr. Hans Jordan, Charlottenburg 2, Goethestraße 15.
103. „ Reg.-Rat Dr. K. Kahle, Westend, Akazienallee 20.
104. „ Prof. Dr. S. Kalischer, W. 15, Kostnitzerstraße 2.
105. „ Dr. Franz Kiebitz, Charlottenburg 5, Friedbergstraße 34.
106. „ Dr. Willy Kiesewetter, Tempelhof, Albrechtstraße.
107. „ Oberlehrer Dr. Kiessling, Tegel, Brunowstraße 10.
108. „ O. Kiewel, W. 56, Schinkelplatz 6.
109. „ Dipl.-Ing. Dr. phil. Kock, Charlottenburg 5, Suarezstraße 40.
110. „ Dr. A. Koepsel, Charlottenburg 1, Lützowerstraße 6.
111. „ Prof. Dr. F. Kötter, Charlottenburg 5, Oranienstraße 12.
112. „ Dr. Fritz Kohlrausch, Charlottenburg 4, Waitzstraße 6.
113. „ Prof. Dr. M. Koppe, SO. 33, Schlesischestraße 18.
114. „ Prof. Dr. G. Krech, W. 50, Ansbacherstraße 44/45.
115. „ Prof. Dr. V. Kremser, NW. 52, Spenerstraße 34.
116. „ Dr. H. Kreusler, Wilmersdorf, Ringbahnstraße 20.
117. „ Prof. Dr. O. Krigar-Menzel, Westend, Ulmenallee 28.
118. „ Prof. Dr. F. Kurlbaum, W. 15, Meinekestraße 5.
119. „ Dr. Erich Ladenburg, Charlottenburg 2, Knesebeckstraße 68/69.
120. „ Prof. Dr. E. Lampe, W. 15, Fasanenstraße 64.
121. „ Prof. Dr. H. Landolt, W. 15, Kaiserallee 222.
122. „ Dr. G. Langbein, Charlottenburg 2, Schillerstraße 119.

123. Herr Dr. W. Lanzrath, Charlottenburg 2, Grolmannstraße 14.
124. „ Dr. Max Laue, W. 15, Pariserstraße 47.
125. „ Oberlehrer Dr. W. Leick, Groß-Lichterfelde 3, Roonstraße 22.
126. „ Dr. G. Leithäuser, Charlottenburg 2, Marchstraße 25.
127. „ Ingenieur Otto Leppin, SO. 16, Engelufer 17.
128. „ Dr. E. Less, NW. 23, Bachstraße 11.
129. „ Dr. A. Lessing, W. 35, Potsdamerstraße 122a.
130. „ Dr. L. Levy, W. 35, Steglitzerstraße 85.
131. „ Oberlehrer L. Lewent, W. 30, Motzstraße 87.
132. „ Prof. Dr. St. Lindeck, Charlottenburg 4, Bismarckstraße 61.
133. „ Dr. Rob. Lindemann, Charlottenburg 1, Lohmeyerstraße 9.
134. „ Dr. Walter Lissauer, Charlottenburg 4, Wielandstraße 18.
135. „ Dr. K. Luyken, Halensee, Ringbahnstraße 121.
136. „ cand. phil. Karl Markau, Grunewald, Margarethenstraße 1.
137. „ Prof. Dr. F. F. Martens, NW. 23, Claudiusstraße 4.
138. „ Dr. O. Martienssen, W. 50, Würzburgerstraße 21.
139. „ Dr. Werner Mecklenburg, Friedenau, Stubenrauchstraße 12.
140. Frl. Lise Meitner, SW. 68, Kochstraße 74.
141. Herr Kapitän z. See a. D. A. Mensing, W. 62, Kurfürstenstraße 99.
142. „ Reg.-Rat Dr. Ernst Meyer, Friedenau, Schmargendorferstraße 26.
143. „ Prof. Dr. Eugen Meyer, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 78.
144. „ Prof. Dr. Michaelis, W. 57, Kurfürstenstraße 14.
145. „ Prof. Dr. C. Michaelis, Potsdam, Schützenplatz 1b.
146. „ Ministerialdirektor a. D. Dr. P. Micke, W. 62, Kleiststraße 15.
147. „ Prof. Dr. Miethe, Charlottenburg 4, Kantstraße 42.
148. „ Prof. Dr. H. Munk, W. 10, Matthäikirchstraße 4.
149. „ Dr. R. Nahrwold, C. 19, Niederwallstraße 12.
150. „ Prof. Dr. Fr. Neesen, W. 50, Ansbacherstraße 31.
151. „ Prof. Dr. W. Nernst, W. 35, Am Karlsbad 26a.
152. „ Prof. Dr. E. Orlich, Charlottenburg 2, Werner Siemensstraße 8/12.
153. „ Prof. Dr. A. Paalzow, W. 66, Wilhelmstraße 50.
154. „ Prof. Dr. R. Pictet, Wilmersdorf, Hildegardstraße 36.
155. „ Dr. M. v. Pirani, Wilmersdorf, Hohenzollernplatz 1.
156. „ Prof. Dr. M. Planck, Grunewald, Wangenheimstraße 21.
157. „ Dr. Robert Pohl, NW. 7, Reichstagsufer 7/8.
158. „ Prof. Dr. F. Poske, Friedenau, Hauffstraße 2.
159. „ Oberlehrer Dr. O. Pund, Charlottenburg 5, Schloßstraße 61.
160. „ Dr. Walther Radeboldt, Wilmersdorf, Nassauischestraße 1.
161. „ Prof. Dr. A. Raps, Westend, Ulmenallee 14.
162. „ Obering. Dr. P. Rasehorn, Halensee, Joachim Friedrichstraße.
163. „ Dr. Heinrich Frhr. Rausch v. Traubenberg, W. 8, Französischestraße 21.
164. „ Dr. Erich Regener, Friedenau, Thorwaldenstraße 11.
165. „ Fritz Reiche, W. 10, Bendlerstraße 35.
166. „ Prof. Dr. O. Reichel, Charlottenburg 4, Bismarckstraße 38.
167. „ Dr. O. Reichenheim, W. 15, Kurfürstendamm 26a.
168. „ Bodo Frhr. v. Reitzenstein, W. 50, Augsburgerstraße 51.
169. „ Prof. Dr. E. Richter, Charlottenburg 2, Knesebeckstraße 90.

170. Herr Dr. H. ROHRBECK, Halensee, Auguste Viktoriastraße 1.
171. „ Bergrat VON ROSENBERG-LIPINSKY, Wilmersdorf, Prager Platz 3.
172. „ K. ROTTGARDT, Charlottenburg 2, Herderstraße 11.
173. „ Prof. Dr. H. RUBENS, NW. 7, Neue Wilhelmstraße 16.
174. „ Prof. Dr. G. SCHAFHEITLIN, W. 15, Schaperstraße 17.
175. „ Prof. Dr. KARL SCHEEL, Wilmersdorf, Güntzelstraße 43.
176. „ Dr. E. SCHENCK, Charlottenburg 2, Schillerstraße 115.
177. „ Dr. H. SCHERING, Charlottenburg 1, Königin Luisestraße 4.
178. „ Prof. M. SCHLEGEL, W. 9, Bellevuestraße 15.
179. „ Reg.-Rat Dr. ERICH SCHMIDT, W. 15, Kurfürstendamm 58.
180. „ cand. phil. HANS SCHMIDT, Steglitz, Rothenburgstraße 25.
181. „ Oberlehrer HEINRICH SCHMIDT, Pankow, Cavalierstraße 9.
182. „ Dr. O. SCHÖNROCK, NW. 87, Jagowstraße 10.
183. „ Prof. Dr. P. SCHOLZ, Steglitz, Fichtestraße 34.
184. „ Dr. R. SCHOLZ, Charlottenburg 1, Luisenplatz 3.
185. „ Dr. W. SCHULER, Charlottenburg 4, Leibnizstraße 46.
186. „ Dr. H. SCHULTZE, Charlottenburg 2, Werner Siemensstraße 7.
187. „ Dr. G. SCHWALBE, Zehlendorf (Wannseebahn), Königstraße 13.
188. „ BRUNO SEEGERT, NO. 18, Große Frankfurterstraße 71.
189. „ Frhr. v. SEHERR-THOSS, W. 10, Hohenzollernstraße 16.
190. „ Dr. GEORG SEIBT, Schöneberg, Berchtesgadenerstraße 15.
191. „ Prof. Dr. G. SIEBEN, Groß-Lichterfelde 3, Sternstraße 9.
192. „ Prof. Dr. A. SIEBERT, Groß-Lichterfelde 3, Bellevuestraße 30.
193. „ Geh. Reg.-Rat WILH. v. SIEMENS, SW. 11, Askanischer Platz 3.
194. „ Prof. Dr. W. SKLAREK, W. 62, Landgrafenstraße 7.
195. „ Prof. Dr. A. SLABY, Charlottenburg 2, Sophienstraße 4.
196. „ THEODOR SONNENSCHEIN, NW. 23, Claudiusstraße 15.
197. „ Dr. W. STARCK, S. 53, Bärwaldstraße 41.
198. „ Dr. PAUL STEINER, W. 8, Kanonierstraße 17/20.
199. „ Dr. H. v. STEINWEHR, Friedenau, Kaiserallee 83.
200. „ Prof. Dr. K. STRECKER, W. 62, Keithstraße 20.
201. „ Prof. Dr. R. SÜRING, Wilmersdorf, Naussauischestraße 3.
202. „ Prof. Dr. P. SZYMANSKI, SW. 29, Gneisenaustraße 9.
203. „ Prof. Dr. M. THIESEN, Friedrichshagen, Ahornallee 10.
204. „ EDDY TIEFFENBACH, Charlottenburg 4, Schlüterstraße 66.
205. „ Prof. Dr. I. TRAUBE, Charlottenburg 1, Tegelerweg 108.
206. Frl. stud. rer. nat. GERTA v. UBISCH, Groß-Lichterfelde 1, Ritterstr. 5.
207. Herr Dr. AUG. UHRIG, Spandau, Achenbachstraße 11.
208. „ L. VÖLZOW, Charlottenburg 2, Schlüterstraße 13.
209. „ Prof. Dr. E. WARBURG, Charlottenburg 2, Marchstraße 25b.
210. „ Reg.-Rat Dr. C. L. WEBER, Groß-Lichterfelde-West 3, Fontanestraße 17.
211. „ Prof. Dr. W. WEDDING, Groß-Lichterfelde 1, Wilhelmstraße 2.
212. „ Prof. Dr. A. WEHNELT, Friedenau, Niedstraße 16.
213. „ Dr. FRANZ WEIDERT, Charlottenburg 1, Eosanderstraße 11.
214. „ Prof. Dr. B. WEINSTEIN, Charlottenburg 2, Kantstraße 148.
215. „ Dr. K. VON WESENDONK, NW. 7, Reichstagsufer 10.
216. „ Ingenieur J. H. WEST, W. 9, Postdamerstraße 127.

217. Herr stud. rer. nat. WILHELM H. WESTPHAL, Charlottenburg 4, Kantstraße 46.
218. " Prof. Dr. H. F. WIEBE, Charlottenburg 5, Friedbergstraße 10.
219. " Prof. Dr. J. WINZER, Groß-Lichterfelde 1, Gerichtsstraße 11.
220. " Dr. M. v. WOGAU, W. 15, Kurfürstendamm 58.
221. " Prof. Dr. R. WURTZEL, NW. 40, Platz vor dem neuen Tore 1.
222. " Prof. Dr. L. ZEHNDER, Halensee, Joachim-Friedrichstraße 56.
223. Militärversuchsamt, Berlin-Jungfernheide (Post Plötzensee).

B. Auswärtige Mitglieder.

224. Herr Prof. Dr. R. ABEGG, Breslau, Landsbergstraße 4.
225. " Dr. A. ACKERMANN-TEUBNER, Leipzig, Poststraße 3.
226. " Reallehrer Dr. HEINRICH ALT, z. Z. am Deutsch. Museum f. Meisterwerke, München-Solln 47.
227. " Prof. Dr. K. ÅNGSTRÖM, Upsala.
228. " Prof. Dr. R. ASSMANN, Lindenberg b. Beeskow, Kgl. Aeronaut. Observatorium.
229. " Prof. Dr. F. AUERBACH, Jena.
230. " Frhr. Dr. OTTO VON UND ZU AUFSESS, München 31, Barerstraße 46.
231. " Prof. Dr. L. AUSTIN, Washington, National Bureau of Standards.
232. " Dr. O. BERG, Göttingen, Nikolausberger Weg 56.
233. " Ingenieur W. BERGER, Erlangen, Löwenichstraße 38.
234. " Dr. G. BERNDT, Cöthen (Anhalt), Schalaunischestraße 3.
235. " Dr. ARCIERO BERNINI, Bologna, Physik. Institut der Universität.
236. " Dr. A. L. BERNOULLI, Aachen, Phys. Institut d. Techn. Hochschule.
237. " Dr. R. BERNOULLI, Cöln, Brüderstraße 7.
238. " Dr. G. BERTHOLD, Ronsdorf.
239. " Dr. A. BESTELMEYER, Göttingen, Gaussstraße 8.
240. " Dr. VICTOR BIERNACKI, Warschau, Phys. Institut d. Polytechn.
241. " Prof. Dr. E. BOSE, Oliva bei Danzig, Georgstraße 22.
242. " Prof. Dr. F. BRAUN, Straßburg i. E., Physik. Institut.
243. " Dr. C. BRODMANN, Karlsruhe, Stefanienstraße 47.
244. " Dr. W. BRÜCKMANN, Potsdam, Meteorol.-Magn. Obs.
245. " Prof. Dr. H. BRUNS, Leipzig, Sternwarte.
246. " Ingenieur HARRY BÜRGER, Zürich V, Plettenstraße 48.
247. " Prof. Dr. F. BURCKHARDT, Basel, Elisabethstraße 30.
248. " Dr. PAUL CERMAK, Gießen, Physik. Institut.
249. " Exzellenz Prof. Dr. O. CHWOLSON, St. Petersburg, Universität.
250. " Prof. Dr. A. COEHN, Göttingen, Herzberger Chaussee 35.
251. " Prof. Dr. E. COHN, Straßburg i. E., Orangeriering 17.
252. " Prof. Dr. MAX CREMER, München 10, Bavariaring 43.
253. " Dr. A. DAHMS, Leipzig, Kaiser Wilhelmstraße 26c.
254. " Dr. A. DAY, Washington, U. S. A., Geological Survey.
255. " Dr. R. DEFREGGER, München 4, Königinstraße 43.
256. " Dr. HARRY DEMBER, Dresden-A. 14, Residenzstraße 9.
257. " Dr. A. DENIZOT, Lemberg, k. k. Techn. Hochschule.
258. " Prof. Dr. B. DESSAU, Perugia, Universität.

259. Herr Chefingenieur FRIEDRICH DESSAUER, Aschaffenburg, Elektrotechn. Laboratorium.
260. „ Prof. Dr. C. DIETERICI, Kiel, Moltkestraße 13.
261. „ Prof. Dr. E. DORN, Halle a. S., Paradeplatz 7.
262. „ Prof. Dr. DRECKER, Aachen, Lousbergstraße 26.
263. „ Prof. HENRY DUFOUR, Lausanne, Universität.
264. „ Prof. Dr. H. EBERT, München, Techn. Hochschule.
265. „ Dr. JOH. EHLERS, Jena, Erfurterstraße 4.
266. „ Prof. Dr. J. ELSTER, Wolfenbüttel, Lessingstraße 7.
267. „ Dr. R. EMDEN, München, Gabelsbergerstraße 77.
268. „ HEINRICH ERFLE, München, Physik. Institut d. Techn. Hochschule.
269. „ Dr. PAUL EWERS, München-Laim, Agnes Bernauerstraße 12.
270. „ Prof. Dr. KARL T. FISCHER, München-Solln, Albrecht Dürerstraße 1.
271. „ Dr. JAMES FRANCK, Frankfurt a. M., Physik. Institut d. Physik. Vereins.
272. „ Dr. JOHANNES FRIEDEL, Leipzig, Oststraße 7.
273. „ Dr. J. FRIEDLÄNDER, Neapel-Vomero, Via Luigia Sanfelice, Villa Hertha.
274. „ Prof. Dr. C. FROMME, Gießen.
275. „ Prof. Dr. J. GAD, Prag.
276. „ Dr. H. GÄDEKE, Heidelberg, Brückenstraße 40.
277. „ Prof. Dr. A. GALLE, Potsdam, Behlertstraße 36.
278. „ Dr. R. GANS, Tübingen.
279. „ Prof. Dr. H. GEITEL, Wolfenbüttel, Lessingstraße 7.
280. „ Prof. Dr. JOSEF RITTER VON GEITLER, Czernowitz, Physik. Institut der Universität.
281. „ Prof. Dr. D. GOLDHAMMER, Kasan, Universität.
282. „ Prof. Dr. L. GRAETZ, München, Friedrichstraße 26.
283. „ Prof. E. GRIMSEHL, Hamburg, Immenhof 13.
284. „ Prof. Dr. O. GROTRIAN, Aachen, Theresienstraße 13.
285. „ Prof. Dr. PAUL GRUNER, Bern, Lindenrain 3.
286. „ Prof. Dr. G. GRUSS, Smichow bei Prag, Schwedischegasse 7.
287. „ Prof. Dr. S. GÜNTHER, München 4, Akademiestraße 5.
288. „ Dr. S. GUGGENHEIMER, Nürnberg, Kaiserstraße 23.
289. „ Prof. Dr. K. E. GUTHE, Jowa City (Jowa), U. S. A.
290. „ Realgymnasialdirektor L. HACKER, Brandenburg a. H.
291. „ Prof. Dr. AUG. HAGENBACH, Basel, Missionsstraße 18.
292. „ Prof. Dr. E. HAGENBACH-BISCHOFF, Basel, Missionsstraße 20.
293. „ Prof. Dr. W. HALLWACHS, Dresden-A., Münchenerstraße 2.
294. „ HAMMER, Karlsruhe, Bunsenstraße 15.
295. „ Prof. Dr. HERMANN HAMMERL, Innsbruck, Müllerstraße 28.
296. „ Prof. Dr. HARTMANN, Potsdam, Saarmunderstraße 15.
297. „ Dr. H. HAUSWALDT, Magdeburg-Neustadt.
298. „ Dr. HECKER, Potsdam, Geodät. Institut.
299. „ KARL HERMANN, Frankfurt a. M., Kettenhofweg, Physik. Verein.
300. „ Dr. PAUL HERTZ, Hamburg, Rothenbaum-Chaussee 162.
301. „ Dr. OTTO HESS, Cassel, Weißenburgerstraße 12.
302. „ Prof. Dr. A. HEYDWEILLER, Münster i. W., Heerdestraße 31.
303. „ Prof. Dr. F. HIMSTEDT, Freiburg i. B., Goethestraße 8.

304. Herr Georg Hirzel i. Fa. S. Hirzel, Verlagsbuchh., Leipzig, Königstr. 2.
305. „ Prof. Dr. W. Hittorf, Münster i. W.
306. „ Heinrich Hörig, Gautzsch-Leipzig, Welterstraße 12.
307. „ Dr. Christ. von Hofe, Jena, Erfurterstraße 10.
308. „ Dr. M. W. Hoffmann, Potsdam, Neue Königstraße 47.
309. „ Prof. Dr. D. Hurmuzescu, Jassy, Rumänien, Universität.
310. „ Dr. M. Iklé, Zehlendorf (Wanseebahn), Königstraße 1b.
311. „ Prof. Dr. Alfred Kalähne, Danzig-Langfuhr, Steffensweg 7.
312. „ Prof. Dr. W. Kaufmann, Bonn, Arndtstraße 19.
313. „ Prof. Dr. H. Kayser, Bonn, Humboldtstraße 2.
314. „ Dr. H. Kellner, p. A. Bausch and Lomb, Opt. Co. Rochester (N.-Y.) U. S. A.
315. „ Leo v. Klecki, Krakau, Krupnicza 13.
316. „ Prof. Dr. F. Klein, Göttingen, Wilhelm Weberstraße 3.
317. „ Prof. Dr. O. Knoblauch, München 4, Haydnstraße 8.
318. „ Dr. D. Knüttel, Freiburg i. B., Thurnseestraße 60.
319. „ Prof. Dr. K. R. Koch, Cannstatt bei Stuttgart, Taubenheimstraße, Villa Koch.
320. „ Prof. Dr. W. König, Gießen, Löberstraße 23.
321. „ Prof. Dr. J. Koenigsberger, Freiburg i. B., Hebelstraße 33, Math.-phys. Institut.
322. „ Prof. Dr. F. Kohlrausch, Marburg a. L.
323. „ Prof. Dr. W. Kohlrausch, Hannover, Nienburgerstraße 8.
324. „ Prof. Dr. H. Konen, Münster i. W., Hoyasstraße 4.
325. „ Dr. A. Korn, München 23, Hohenzollernstraße 1a.
326. „ Prof. Dr. J. v. Kowalski, Freiburg (Schweiz), Physik. Institut.
327. „ C. Krall, Elberfeld, Roonstraße 54.
328. „ Oberlehrer Ewald Kraus, Barmen, Karlstraße 40.
329. „ Prof. Dr. H. Kronecker, Bern.
330. „ Dr. H. Krüss, Hamburg, Adolfsbrücke 7.
331. „ Prof. Dr. Kühnen, Potsdam, Geodät. Institut, Wilhelmsplatz 2.
332. „ Dr. Rudolf Ladenburg, Breslau, Kaiser Wilhelmstraße 108.
333. „ Dr. med. Bruno Landau, Wandlitz (Mark).
334. „ Prof. Dr. V. von Lang, Wien IX, Türkenstraße 3.
335. „ Prof. Dr. E. Lecher, Prag II, 1594, Physik. Institut.
336. „ Prof. Dr. O. Lehmann, Karlsruhe, Techn. Hochschule.
337. „ Georg Levinthal, Cöthen, Magdeburgerstraße 51.
338. „ Prof. Dr. Th. Liebisch, Göttingen, Wilhelm Weberstraße 17.
339 „ Dr. J. E. Lilienfeld, Leipzig, Simsonstraße 8.
340. „ Prof. Dr. C. Linde, München, Prinz Ludwigshöhe 44.
341. „ Oberlehrer Dr. A. Lindemann, Hamburg, Petkumstraße 5.
342. „ Dr. Fr. Linke, Observator des Samoa-Observat., Apia.
343. „ Prof. Dr. H. A. Lorentz, Leiden.
344. „ Prof. Dr. Lüdeling, Potsdam, Meteor. Observatorium.
345. „ Prof. Dr. O. Lummer, Breslau, Göppertstraße 1.
346. „ Prof. Dr. K. Mack, Hohenheim bei Stuttgart.
347. „ Dr. A. Mahlke, Ratibor, Zwingerstraße 12.
348. „ Dr. E. Marx, Leipzig, Hohenzollernstraße 10.

349. Herr A. Meiner i. Fa. J. A. Barth, Verlagsbuchhandlung, Leipzig, Roßplatz 17.
350. „ Dr. G. Melander, Helsingfors, Skarpskyttegatan 17.
351. „ Dr. Edgar Meyer, Zürich-Fluntern, Hochstraße 63.
352. „ Prof. Dr. Georg Meyer, Freiburg i. B., Baselerstraße 19.
353. „ Prof. Dr. O. E. Meyer, Breslau, Tiergartenstraße 24.
354. „ Prof. Dr. G. Mie, Greifswald, Domstraße 10.
355. „ Dr. James Moser, Wien VIII/1, Laudongasse 25.
356. „ Prof. Dr. K. von der Mühll, Basel, Rittergasse 10.
357. „ Dr. E. Müller, Heidelberg, Schulgasse 2.
358. „ Prof. Hantaro Nagaoka, Tokyo, Kaiserl. Universität.
359. „ Prof. Dr. C. Neumann, Leipzig, Querstraße 10/12.
360. „ Dr. A. Nippoldt, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.
361. „ Dr. P. Nordmeyer, Aachen, Rütscherstraße 32.
362. „ Prof. Dr. A. v. Oettingen, Leipzig, Mozartstraße 1.
363. „ Prof. Dr. W. Ostwald, Großbothen.
364. „ Prof. Dr. L. Pfaundler, Graz, Halbärthgasse 1.
365. „ Dr. A. Pflüger, Bonn, Koblenzerstraße 176.
366. „ Prof. Dr. Precht, Hannover, Techn. Hochschule.
367. „ Prof. Dr. E. Pringsheim, Breslau, Kaiser Wilhelmstraße 64.
368. „ Dr. E. Prümm, Ruppichteroth.
369. „ Prof. Dr. K. Prytz, Kopenhagen, Upsalagade 18.
370. „ Dr. C. Pulfrich, Jena.
371. „ Prof. Dr. G. Quincke, Heidelberg, Bergstraße 41.
372. „ Prof. Dr. William J. Raymond, Dept. of Physics, University of California, Berkeley (Cal.) U. S. A.
373. „ Prof. Dr. G. Recknagel, Augsburg.
374. „ Dr. R. Reiger, Erlangen, Physik. Institut.
375. „ Prof. Dr. M. Reinganum, Freiburg i. B., Schloßbergstraße 28.
376. „ Dr. L. Rellstab, Hannover, Blumenhagenstraße 13.
377. „ Ingenieur H. Renisch, Essen a. Ruhr, Ostfeldstraße 5.
378. „ Prof. Dr. F. Richarz, Marburg a. L.
379. „ Prof. Dr. E. Riecke, Göttingen.
380. „ Prof. Dr. W. C. Röntgen, München 8, Äußere Prinzregentenstraße 1.
381. „ Dr. M. v. Rohr, Jena, Tal 34.
382. „ Prof. Dr. J. Rosenthal, Erlangen.
383. „ Prof. Dr. R. Rühlmann, Döbeln i. Sachsen, Kgl. Real-Gymnasium.
384. „ Prof. Dr. C. Runge, Göttingen, Universität.
385. „ Prof. Dr. E. Rutherford, Manchester, Victoria-Universität.
386. „ Prof. Dr. K. Schaum, Marburg a. L., Frankfurterstraße 22.
387. „ Prof. Dr. J. Scheiner, Potsdam, Astrophysikal. Observatorium.
388. „ Dr. R. Schenck, Aachen, Technische Hochschule.
389. „ Ingenieur Gerhard Schendell, Gransee i. M., Elektrizitätswerk.
390. „ Prof. Dr. K. Schering, Darmstadt, Saalbaustraße 85.
391. „ Prof. Dr. A. Schmidt, Potsdam, Telegraphenberg.
392. „ Prof. Dr. Gerhard Schmidt, Königsberg i. Pr., Physik. Kabinett, Steindamm 6.

393. Herr Hans Schmidt, Jena, Lutherstraße 17.
394. „ Dr. Willy Schmidt, Gießen, Nahrungsberg 8.
395. „ Prof. Dr. Schubert, Eberswalde, Forstakademie.
396. „ Prof. Dr. F. A. Schulze, Marburg a. L., Gartenweg 1.
397. „ Dr. Max Seddig, Marburg a. L., Renthofstraße 28.
398. „ Dr. H. Siedentopf, Jena, Kahlaischestraße 2.
399. „ Prof. Dr. P. Silow, Kiew, Rußland.
400. „ Prof. Dr. H. Th. Simon, Göttingen.
401. „ Prof. Dr. Sommerfeld, München 23, Leopoldstraße 87.
402. „ Prof. Dr. P. Spies, Posen, Helmholtzstraße 2.
403. „ Prof. Dr. A. Sprung, Potsdam, Meteorol.-Magnet. Observatorium.
404. „ Prof. Dr. Joh. Stark, Greifswald, Brinkstraße 9.
405. „ Prof. Dr. H. Starke, Greifswald, Gutzkowstraße 30.
406. „ Dr. O. Steffens, Hamburg, Enkeplatz 4.
407. „ Prof. Dr. K. Stöckl, Passau, Kirchplatz 49.
408. „ Dr. B. Strasser, Danzig-Langfuhr, Bahnhofstraße 20.
409. „ Prof. Dr. R. Straubel, Jena, Beethovenstraße 2.
410. „ Prof. Dr. V. Strouhal, Prag, Clementinum.
411. „ Dr. Emil Take, Marburg a. L., Ritterstraße 14.
412. „ B. Tepelmann, Braunschweig, Adolfstraße 19.
413. „ S. Tereschin, Petersburg, Nicolajewskaya 40.
414. „ Prof. Dr. Thöldte, Dessau.
415. „ Prof. Dr. M. Toepler, Dresden-A., Uhlandstraße 40.
416. „ L. B. Tuckermann, Physical Dept. University of Nebraska, Lincoln (Nebraska), U. S A.
417. „ Prof. Dr. W. von Uljanin, Kasan.
418. „ Dr. Usener, Kiel, Muhliusstraße 5.
419. „ Prof. Dr. Henri Veillon, Basel, Eulerstraße 27.
420. „ Prof. Dr. W. Voigt, Göttingen.
421. „ Prof. Dr. P. Volkmann, Königsberg i. Pr.-Mittelhufen, Hermannallee 14.
422. „ Prof. Dr. A. Voller, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.
423. „ Prof. Vykruta, Pilsen, Staatsgewerbeschule.
424. „ Prof. Dr. R. Wachsmuth, Frankfurt a. M., Staufenstraße 26.
425. „ Dr. J. Wallot, Freiburg i. B., Goethestraße 58.
426. „ Prof. Dr. B. Walter, Hamburg, Physik. Staatslaboratorium.
427. „ Prof. Dr. Anton Weber am Lyceum in Dillingen (Bayern).
428. „ Prof. Dr. H. Weber, Braunschweig, Spielmannstraße 21.
429. „ Prof. Dr. H. F. Weber, Zürich, Techn. Hochschule.
430. „ Prof. Dr. L. Weber, Kiel, Physik. Institut.
431. „ Dr. Rudolf H. Weber, Rostock, Universität.
432. „ Dr. Moritz Weerth, Zwickau (Sa.), Annenstraße 12.
433. „ Prof. Dr. E. Wiechert, Göttingen.
434. „ Prof. Dr. E. Wiedemann, Erlangen.
435. „ Prof. Dr. M. Wien, Langfuhr bei Danzig, Johannisberg 18.
436. „ Prof. Dr. W. Wien, Würzburg, Pleicherring 8.
437. „ Prof. Dr. O. Wiener, Leipzig, Linnéstraße 4.
438. „ Prof. Dr. J. Wilsing, Potsdam, Astrophysik. Observatorium.

439. Herr Prof. Dr. A. WINKELMANN, Jena.
440. „ Ingenieur MARTIN WINKLER, Aschaffenburg, Zweigstelle des Elektr. Instituts.
441. „ Prof. Dr. WALTER WOLFF, Rheinsberg i. M.
442. „ Prof. Dr. A. WÜLLNER, Aachen, Techn. Hochschule.
443. „ Dr. H. ZAHN, München 31, Heßstraße 36.
444. „ CARL ZEISS, Optische Werkstatt, Jena.
445. „ Dr. W. ZIEGLER, Santiago de Chile, Cassilla 1389.
446. „ Dr. R. ZSIGMONDY, Terlago b. Trento, Tyrol.
447. Die mathem.-physik. Sammlung des bayerischen Staates (Direktor: Geheimrat RÖNTGEN) München 4, Neuhauserstraße 51.
448. Das Phys. Institut der Universität Leipzig, Linnéstraße 5.
449. Das Phys. Institut der Universität Jena.
450. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule, Dresden-A.
451. Das Phys. Institut der Technischen Hochschule, Danzig-Langfuhr.
452. Das Phys. Laboratorium des Friedrichs-Polytechnikums, Cöthen (Anhalt).

Alphabetisches Namenregister

zu

Jahrgang 9 (1907)

der

Verhandlungen der Deutschen Physikalischen Gesellschaft*).

A.

B.

---

*) Die in Klammern bzw. ohne Klammern stehenden Zahlen weisen auf die Seiten hin, auf denen ein kürzerer bzw. längerer Bericht über die betr. Mitteilung abgedruckt ist.

P.

R.

S.

T.

U.

V.

W.

Z.

